



# FRIEDRICH-SCHILLER- UNIVERSITÄT JENA

Arbeit zur Erlangung des akademischen Grades Bachelor of Science im Fach Physik

## Charakterisierung expandierter ultradünner DLC-Folien für die Laser-Protonenbeschleunigung

Mathis Nolte

geboren: 15.03.1999

Erstgutachter: Prof. Dr. Malte C. Kaluza

Zweitgutachter: Dr. Sebastian Keppler

September 2020



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1. Laseroptik . . . . .	3
2.1.1. Gauß'sche Strahlen . . . . .	4
2.1.2. Laserpulse . . . . .	5
2.2. Elektromagnetische Wellen im Plasma . . . . .	6
2.2.1. Elektron im Laserfeld . . . . .	6
2.2.2. Ponderomotive Kraft . . . . .	7
2.2.3. Ionisationsprozesse . . . . .	8
2.3. Plasmaeigenschaften . . . . .	9
2.3.1. Plasmafrequenz . . . . .	9
2.3.2. Temperatur . . . . .	10
2.3.3. Dispersionsrelation . . . . .	10
2.4. Wechselwirkung zwischen Laserpuls und Plasma . . . . .	12
2.4.1. Heizmechanismen . . . . .	12
2.4.2. Thermische Targetexpansion . . . . .	13
2.5. Ionenbeschleunigung . . . . .	14
<b>3. Simulationen mit dem Computercode MULTI-fs</b>	<b>16</b>
3.1. Limitierungen . . . . .	16
3.2. Hydrodynamik . . . . .	17
3.3. Wärmeleitung . . . . .	18
3.4. Verlauf der Wechselwirkung . . . . .	18
<b>4. Parametrisierung</b>	<b>21</b>
<b>5. Auswertung</b>	<b>24</b>
<b>6. Fazit</b>	<b>32</b>
<b>A. Übersicht über alle Simulationen</b>	<b>37</b>



# 1. Einleitung

Im letzten Jahrhundert spielte die Physik beschleunigter Teilchen mit Energien über 500 keV eine bedeutende Rolle für unser modernes Verständnis der Natur. So werden Teilchenbeschleuniger in der Physik verwendet um Grundlagenforschung im Bereich der Atome und ihrer Bestandteile zu betreiben [1]. Doch auch in der Medizin findet Teilchenbeschleunigung z.B. in der Protonentherapie Verwendung [2], um Krebserkrankungen zu behandeln.

Bereits 1897 entwickelte Karl Ferdinand Braun die *Braun'sche Röhre* [3], welche Elektronen mittels Gleichstrom beschleunigte. Diese wurde später zur Fernsehröhre weiterentwickelt und beherrschte die Fernsehtechnik des 20. Jahrhunderts [4]. Es wurden immer mehr verschiedene Beschleunigerarten entwickelt, wie zum Beispiel das Zyklotron oder später Linear- und Ringbeschleuniger, wovon der wahrscheinlich bekannteste Vertreter Teil des *Large Hadron Collider* am CERN ist, und in einem 27 km langen, kreisförmigen Tunnel gebaut wurde [5]. Schon der Vorbeschleuniger *Linear Accelerator 2* besitzt bereits eine Länge von 37 m um Elektronen auf eine Energie von 50 MeV zu beschleunigen.

Der entscheidende Faktor für die Beschleunigung mit konventionellen Beschleunigern ist die erzeugte Feldstärke, welche neben der Beschleunigerlänge die erreichbare Energie der Teilchen bestimmt. Seit der Entwicklung der sogenannten *Chirped Pulse Amplification* (CPA) [6], gibt es mit Laser-getriebener Teilchenbeschleunigung eine weitere Art von Beschleunigern, welche zur Ergänzung herkömmlicher Beschleuniger verwendet werden könnten. CPA ermöglicht es ultrakurze Laserpulse mit hohen Spitzenleistungen und -intensitäten zu erzeugen, welche nötig sind um mittels *Target Normal Sheath Acceleration* (TNSA) Ionen und Protonen zu beschleunigen [1]. Dabei wird ein Laserpuls auf ein dünnes Target fokussiert, wobei dieses bereits vor dem Eintreffen des eigentlichen Intensitätsmaximums des Hauptpulses durch die zeitlich ansteigende Flanke der Laserintensität ionisiert wird. Das so entstehende Plasma breitet sich aus, und absorbiert über verschiedene Mechanismen Laserenergie, wodurch schnelle Elektronen erzeugt werden. Diese propagieren durch das Target, bis sie dieses auf der Rückseite verlassen. Auf Grund der so entstehenden positiven Ladung des Targets, können die Elektronen nicht vollständig entkommen und werden zurück zum Target beschleunigt. Dieser kontinuierliche Prozess führt während der Pulsdauer des Lasers zu einem quasi-statischen elektrischen Feld auf der Rückseite. Dieses löst aus Kontaminationslayern auf der Targetrückseite Protonen und Ionen heraus und beschleunigt diese. Der TNSA-Prozess wurde bereits mehrfach dazu genutzt um Protonen auf Energien über 80 MeV zu bringen [7, 8].

In dieser Arbeit werden zunächst die physikalischen Grundlagen in Abschnitt 2 vorgestellt, welche für das Verständnis der Simulationen und deren Auswertung notwendig sind. Das Plasma, welches sich vor dem Erreichen der maximalen Laserintensität ausgebreitet hat, kann den TNSA-Prozess und dessen Effektivität beeinflussen [9, 10]. Es ist daher wichtig die genaue Form und den Zustand des Targets zum Zeitpunkt des Eintreffens des Hauptpulses zu charakterisieren. Dafür wird der Computercode MULTI-fs [11] verwendet, welcher noch einmal genauer in Abschnitt 3 diskutiert wird, um die Interaktion eines relativistischen Laserpulses mit einem dünnen Target zu simulieren. Die zeitliche Struktur des in der Simulation verwendeten Laserpulses wurde bei Experimenten am POLARIS-Laser in Jena gemessen. Betrachtet wird dabei die ansteigende Flanke der Laserintensität bis zu dem Zeit-

## 1. Einleitung

punkt, an dem die Laserintensität  $I_L = 10^{17} \text{ W/cm}^2$  überschreitet, für verschiedene Targetdicken und verschiedene maximale Laserintensitäten. Aus diesen Simulationen wird die Verteilung der Elektronendichte gewonnen und parametrisiert (siehe Abschnitt 4), um die Form der Plasmaverteilung systematisch beschreiben zu können. Die so gewonnen Parameter können als Grundlage für weitere Untersuchungen des Hauptpulses verwendet werden. Die aus der Simulation gewonnenen Ergebnisse werden in Abschnitt 5 vorgestellt und diskutiert.

## 2. Grundlagen

### 2.1. Laseroptik

Um alle in dieser Arbeit relevanten Phänomene zu beschreiben, ist es nötig das Licht als elektromagnetische Welle zu betrachten, welche sich durch die elektrische Feldstärke  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ , und durch die magnetische Flussdichte  $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$  beschreiben lässt. Die Grundlage hierfür bilden seit dem 19. Jahrhundert die Maxwell'schen Gleichungen, welche den Zusammenhang zwischen diesen beiden Feldern, Strömen und Ladungen beschreiben [12]:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \qquad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \qquad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} \qquad c^2 \nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{\epsilon_0} \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}. \qquad (2.2)$$

Hierbei beschreibt  $\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H}$  die magnetische Flussdichte, mit der magnetischen Feldstärke  $\mathbf{H}$ , der Permeabilität des Vakuums  $\mu_0$  und der relativen Permeabilität  $\mu_r$ . Die Lichtgeschwindigkeit  $c$  ist mit der elektrischen Feldkonstante  $\epsilon_0$  durch  $1/(\mu_0 \cdot \epsilon_0) = c^2$  verknüpft.  $\mathbf{j}$  ist die elektrische Stromdichte und  $\rho$  die Ladungsdichte. Die Intensität  $I$  des Lichts wird mit Hilfe des Poynting-Vektors  $\mathbf{S} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{E} \times \mathbf{B}$ , welcher den Energiefluss beschreibt, durch das zeitliche Mittel  $I = |\langle S \rangle_T|$  über eine Zeit  $T$  beschrieben. Dies bedeutet vor allem, dass gilt  $I \propto |E|^2$ . Um Laserlicht zu beschreiben ist es nützlich dieses mittels eines Vektorpotentials  $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$  auszudrücken, woraus sich das E-Feld und das B-Feld ergeben:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) - \nabla \Phi(\mathbf{r}, t) \qquad (2.3)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}, t). \qquad (2.4)$$

$\Phi$  ist hier das skalare elektrostatische Potential. Eine Lösung der Maxwell-Gleichungen im Vakuum sind *Ebene Wellen*, welche durch folgendes Vektorpotential ausgedrückt werden können [13]:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}_0 \cdot \sin(k_L z - \omega_L t). \qquad (2.5)$$

In diesem Fall breiten sich die ebenen Wellen mit dem Wellenzahlvektor  $k_L$  und der Kreisfrequenz  $\omega_L$  in  $z$ -Richtung aus. Für den Zusammenhang zwischen  $k_L$  und  $\omega_L$  gilt im Vakuum  $k_L = \omega_L/c$ . Ebene Wellen sind senkrecht zur Ausbreitungsrichtung  $k_L$  unendlich ausgedehnt und besitzen in diese Richtung keine räumliche Variation. Daher sind sie offensichtlich nicht geeignet, einen räumlich fokussierten Laserstrahl zu beschreiben. Eine besser geeignete Beschreibung wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

Wird ein Elektron in einem elektrischen Feld einer ebenen Welle beschleunigt, berechnet sich dessen maximale Geschwindigkeit während der Oszillation im klassischen Fall durch  $\mathbf{v}_{max} = e\mathbf{E}_0/\omega_L m_e$ . Es ist hilfreich das normierte Vektorpotential  $a_0$  einzuführen, bei welchem für  $a_0 = 1$  ein beschleunigtes

## 2. Grundlagen

Elektron die Lichtgeschwindigkeit erreichen würde, wenn dessen Bewegung rein klassisch betrachtet werden würde [14]:

$$a_0 = \frac{eE_0}{\omega_L m_e c} = \frac{eA_0}{m_e c}. \quad (2.6)$$

Die Elektronenbewegung kann folglich nur für  $a_0 \ll 1$  klassisch betrachtet werden.

### 2.1.1. Gauß'sche Strahlen

Mit Hilfe der Gauß'schen Optik lässt sich eine Verbindung zwischen der Strahlen- und der Wellenoptik herstellen, und sich so eine bessere räumliche Beschreibung von Laserstrahlen finden. Während der Laserstrahl in der Fokusebene nahezu durch ebene Wellen beschrieben werden kann, nähert sich seine Form für große Entfernungen zur Fokusebene einer Kugelwelle an. Auf Grund der geringen Divergenz der Laserstrahls ist es für schwach fokussierte Laserstrahlen möglich, diesen in der paraxialen Näherung zu betrachten, was bedeutet, dass die Winkel zwischen den Normalen der Wellenfronten und der  $z$ -Achse klein sind. Die Betrachtung der Maxwell'schen Gleichungen (siehe Gl. 2.1) mit dieser Annahme führt zur *Paraxialen Helmholtzgleichung* [15]:

$$\nabla^2 A - i2k \frac{\partial A}{\partial t} = 0. \quad (2.7)$$

Eine wichtige Lösung hierfür ist der Gaußstrahl (Abb. 2.1), der die Grundmode der Laserstrahlung in einem Resonator beschreibt. Dabei wird eine monochromatische ebene Welle, die sich in  $z$ -Richtung ausbreitet, mit einer komplexen Einhüllenden moduliert, welche sich örtlich nur langsam verändert und der paraxialen Helmholtzgleichung (2.7) genügt. Die Intensität ist in einer beliebigen Ebene transversal zur Strahlachse radialsymmetrisch gaußförmig um diese verteilt [15]. Sie kann in Zylinderkoordinaten beschrieben werden durch

$$I(r, z) = I_0 \left( \frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \cdot \exp \left( -\frac{2r^2}{w^2(z)} \right). \quad (2.8)$$

Das elektrische Feld ist gegeben durch

$$\mathbf{E}(r, z) = \frac{\mathbf{E}_0}{kq(z)} \cdot \exp \left( i \frac{kr^2}{2q(z)} \right) \exp(ikz), \quad (2.9)$$

wobei  $q$  definiert ist als  $q(z) = z - iz_0$ .

Dabei beschreibt der Strahlradius  $w(z)$  den Abstand zur Strahlachse bei welchem die Intensität  $I(r, z)$  auf  $1/(e^2) \cdot I(0, z)$  abgefallen ist. Der Strahlradius ist gegeben durch

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2}. \quad (2.10)$$

$w_0$  beschreibt den minimalen Strahlradius in der Strahltaile, wobei  $\lambda$  die Laserwellenlänge ist:

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda z_0}{\pi}}. \quad (2.11)$$

$z_0$  wird als Rayleigh-Länge bezeichnet und beschreibt den Abstand zum Strahlradius, bei welchem der Strahlradius  $w(z)$  auf  $\sqrt{2} \cdot w_0$  angestiegen ist.

Um eine möglichst hohe Intensität zu erreichen, wird der Laser mit Hilfe von Spiegeln oder Linsen auf eine möglichst kleine Fläche fokussiert, was bedeutet, dass  $w_0$  minimiert wird. Soll die Strah-



lungsleistung erhalten bleiben, muss sich jedoch die Strahldivergenz erhöhen, was bedeutet, dass die verwendeten Fokussierelemente groß sein müssen oder eine kurze Brennweite besitzen müssen.

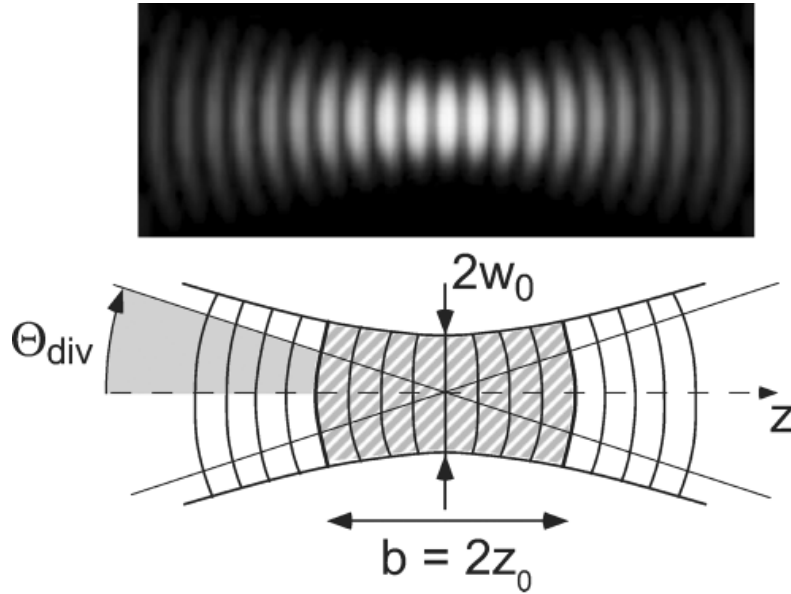


Abbildung 2.1.: Grundmode eines Gauß'schen Strahl in der Nähe der Strahltaile [16]

### 2.1.2. Laserpulse

Um hohe Spitzenintensitäten zu erreichen muss ein Laserpuls nicht nur örtlich, sondern auch zeitlich auf eine kurze Dauer begrenzt werden. Dabei ist die zeitliche Darstellung über eine Fouriertransformation mit dem Spektrum des Pulses verknüpft:  $\mathbf{E}(\omega, \mathbf{r}) = \mathcal{F}[\mathbf{E}(t, \mathbf{r})](\omega)$ . Ein Parameter hierfür ist das *Pulsdauer-Bandbreiten-Produkt*  $K := \Delta\omega_{\text{FWHM}} \frac{1}{2\pi} \cdot \tau_{\text{FWHM}}$  [1]. Der Wert von  $K$  ist dabei abhängig von der Form des Pulses. Für einen idealen Gaußpuls ist  $K = 0.441$ , wobei  $K$  für reale Pulse immer größer oder gleich dem idealen Wert ist. Ein kurzer Laserpuls setzt also voraus, dass ein entsprechend breites Spektrum vorliegt. Im Falle eines zeitlich gaußförmigen Laserpulses ist das Vektorpotential nicht zeitlich unendlich ausgedehnt, sondern besitzt eine gaußförmige Einhüllende:

$$a(t) = a_0 e^{-\left(\frac{t}{\tau_0}\right)^2} \cdot \sin(\omega_L t). \quad (2.12)$$

Der zeitliche Verlauf kann durch den Pulscontrast  $C = \frac{I_{\max}}{I(t)}$  beschrieben werden, welcher das Verhältnis der maximalen Intensität des Hauptpulses zur Intensität eines bestimmten Zeitpunktes  $t$  darstellt, wobei  $I_{\max}$  die maximale Laserintensität ist.

Ein realer Puls kann neben dem Hauptpuls auch noch verschiedene Vor- oder Nachpulse beinhalten. Zudem ist ein wichtiger Einfluss auf den Pulscontrast die *verstärkte spontane Emission* (ASE, von engl. *amplified spontaneous emission*). Diese beschreibt die Fluoreszenz der aktiven Verstärkerm Medien und tritt bei Terawattlaser einige Nanosekunden vor dem Eintreffen des Hauptpulses auf. Darüber hinaus kann der zeitliche Verlauf des Pulses durch Phasenmodulationen hoher Ordnung beeinflusst werden, welche im gesamten Laser nicht vollständig kompensiert werden [17].

## 2.2. Elektromagnetische Wellen im Plasma

Nachdem in den vergangenen Abschnitten die optischen Grundlagen diskutiert wurden, wird sich der folgende Abschnitt mit der Wechselwirkung von Laserpulsen mit einem Plasma beschäftigen. Dazu wird die Definition eines Plasmas nach F. Chen [18] verwendet. Ein Plasma besteht aus ionisierten (und neutralen) Teilchen, es erscheint quasineutral und sein Kollektivverhalten wird durch die elektromagnetischen Wechselwirkungen der geladenen Teilchen bestimmt [18]. Zunächst wird das Verhalten eines einzelnen Elektrons im Laserfeld betrachtet.

### 2.2.1. Elektron im Laserfeld

Da die Stärke des elektrischen Feldes von der Intensität abhängt, werden bei Laserpulsen hoher Intensität entsprechend hohe elektrische Feldstärken erreicht, welche die Elektronen beschleunigen. Da relativistische Effekte nur für  $a_0 \ll 1$  vernachlässigt werden dürfen, ist es notwendig die Elektronenbewegungen relativistisch zu beschreiben. Die Bewegungsgleichung eines relativistischen Elektrons in einem elektromagnetischen Feld lautet

$$\frac{d\mathbf{p}_e}{dt} = -e [\mathbf{E}(x, t) + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}(x, t)] \quad (2.13)$$

mit dem relativistischen Impuls  $\mathbf{p}_e = \gamma_e m_e \mathbf{v}_e$  und dem relativistischen Lorentzfaktor des Elektrons  $\gamma_e = \frac{1}{\sqrt{1-v_e^2/c^2}}$ . Der Term  $\frac{d\mathbf{p}_e}{dt} = -e \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}(x, t)$  beschreibt dabei die *Lorentzkraft*. Die beschleunigende elektromagnetische Welle sei dabei eben und linear polarisiert, und breitet sich wie bereits in vorherigen Abschnitten in  $z$ -Richtung aus.

Hier ist es hilfreich die Definition des E-Felds über das Vektorpotential aus Gl. 2.3 zu benutzen. Dann ergibt sich aus der relativistischen Bewegungsgleichung [13]

$$p_x - e|\mathbf{A}| = \text{konst.} \quad (2.14)$$

für die transversale Impulskomponente, und

$$\gamma_e - \tilde{p}_z = \text{konst.} \quad (2.15)$$

für die longitudinale Impulskomponente. Dabei ist  $\tilde{\mathbf{p}}$  der dimensionslose Impuls  $\tilde{\mathbf{p}} = \mathbf{p}_e/(m_e c)$ . Über diese Beziehungen und die Definition des  $\gamma$ -Faktors lässt sich eine Beziehung zwischen den Impulskomponenten herstellen:

$$\tilde{p}_z = \frac{1}{2} \tilde{p}_x^2. \quad (2.16)$$

Darüber lässt sich die Elektronenbewegung berechnen, und mit der Transformation  $\tau = t - \frac{x(t)}{c}$  ausdrücken als:

$$z(\tau) = \frac{ca_0^2}{4} \left[ \tau - \frac{1}{2\omega_L} \sin(2\omega_L \cdot \tau) \right] \quad (2.17)$$

$$x(\tau) = \frac{ca_0}{\omega_L} [1 - \cos(\omega_L \cdot \tau)]. \quad (2.18)$$

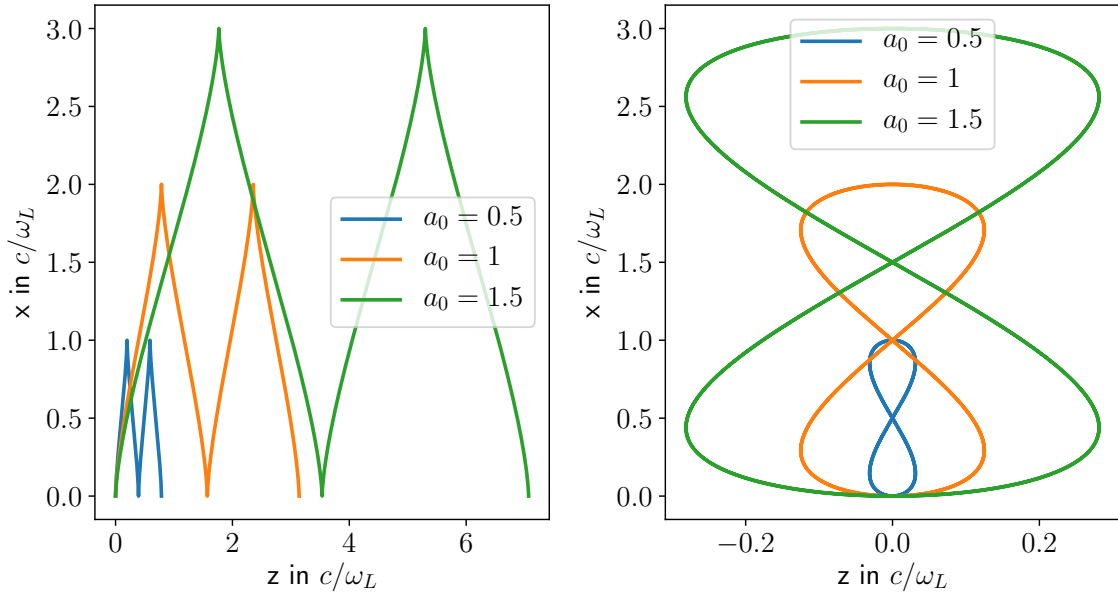


Abbildung 2.2.: Trajektorie eines einzelnen Elektrons in einem starken Laserfeld im Laborsystem (links) und im Bezugssystem, welches sich mit der Driftgeschwindigkeit mitbewegt (rechts) für verschiedene Laserintensitäten

In Abbildung 2.2 (links) ist zu sehen, dass ein Elektron im relativistischen Fall zum einen mit der Laserfrequenz  $\omega_L$  in  $x$ -Richtung schwingt, und sich zum anderen in Ausbreitungsrichtung des Lasers ( $z$ -Richtung) bewegt. Die Bewegung entlang der  $z$ -Achse besteht aus der Überlagerung einer Driftgeschwindigkeit  $v_{\text{drift}} = ca_0^2/(a_0^2 + 4)$  und einer Oszillation mit der doppelten Laserfrequenz  $2\omega_L$ , welche oft auch als Zitterbewegung der Elektronen beschrieben wird. In einem mit  $v_{\text{drift}}$  mitbewegtem Koordinatensystem beschreibt das Elektron also eine Trajektorie in Form einer Acht. Zudem hängt nach Gl. 2.18 die Auslenkung des Elektrons in  $x$ -Richtung linear vom Vektorpotential  $a_0$  ab, während die Auslenkung des Elektrons in longitudinale  $z$ -Richtung nach Gl. 2.17 quadratisch vom Vektorpotential  $a_0$  abhängt. Handelt es sich also um einen zeitlich gaußförmig geformten Laserpuls wie in Gl. 2.12 nimmt die Auslenkung zeitlich zunächst rasch zu, während sie nach dem Maximum des Hauptpulses ebenso schnell wieder abnimmt. Nach dem Ende des Pulses ist das Elektron wieder in Ruhe.

### 2.2.2. Ponderomotive Kraft

Wird ein stark fokussierter Laserpuls betrachtet, variiert das Vektorpotential nicht nur mit der Zeit, sondern auch mit dem Ort, was bereits in Abschnitt 2.1.1 diskutiert wurde. Befindet sich das Elektron zunächst nahe dem Fokus, so erfährt es ein großes  $a_0$  und somit eine große Auslenkung. Ist es dann ausgelenkt und somit weiter vom Fokus entfernt, verringert sich  $a_0$  und damit die rücktreibende Kraft. Aus dieser Diskrepanz der auslenkenden Kräfte ergibt sich im zeitlichen Mittel die sogenannte *Ponderomotive Kraft*  $F_{\text{Pond}} \propto -\nabla E^2$  [13]. Diese wirkt entgegen des Gradienten der Laserintensität, also in entgegengesetzter Richtung zum Fokus. Im Gegensatz zur Elektronenbewegung aus Abschnitt 2.2.1 findet bei der Ponderomotiven Kraft ein Energietransfer zwischen dem Laserfeld und dem Elektron statt.

### 2.2.3. Ionisationsprozesse

#### Der Photoelektrische Effekt

Ende des 19. Jahrhunderts wurde bereits festgestellt, dass elektromagnetische Strahlung Elektronen aus Materialien herauslösen kann, wenn diese eine gewisse minimale Frequenz besitzt. Einstein führte daraufhin das Photon als elektromagnetisches Quantenteilchen ein, welches diskrete Energien besitzt [19]:

$$E_{\text{Photon}} = h\nu_{\text{Photon}} = \hbar\omega_{\text{Photon}}. \quad (2.19)$$

Um ein Elektron zu lösen, muss das Photon dabei mindestens die Energie der Austrittsarbeit  $W_A$  besitzen. Alle zusätzliche Energie wird in kinetische Energie des Elektrons umgewandelt. Unterschreitet die Energie eines Photons die Austrittsarbeit, so besteht jedoch weiterhin die Möglichkeit der *Multiphotonenionisation*.

#### Multiphotonenionisation (MPI)

Werden hohe Intensitäten, also hohe Photonendichten, erreicht, steigt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Atom mit mehreren Photonen gleichzeitig wechselwirkt. So kann Ionisation stattfinden, auch wenn ein einzelnes Photon für den klassischen Photoeffekt keine ausreichende Energie besitzt. Die Energiebilanz ergibt sich in diesem Fall zu [13]

$$n \cdot \hbar\omega_{\text{Photon}} = W_A + E_{\text{kin}}, \quad (2.20)$$

wobei  $n$  die Anzahl der beteiligten Photonen beschreibt.

#### Tunnelionisation

Bei hohen Laserintensitäten kann das elektrische Feld des Lasers das elektrische Potential des Atoms verzerren. Das Potential  $V(x)$  ist für ein mit  $Ze$  positiv geladenes Atom und ein E-Feld  $E_L$  welches in  $x$ -Richtung orientiert ist gegeben durch

$$V(x) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{|x|} - eE_L x. \quad (2.21)$$

Das Elektron kann nun mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit durch die Potentialbarriere tunneln. Dabei steigt die Tunnelwahrscheinlichkeit, wenn die Austrittsarbeit gering und das elektrische Feld groß ist.

#### Over-the-Barrier-Ionisation (OTBI)

Wenn die Intensität weiter erhöht und damit die Potentialbarriere noch weiter unterdrückt wird, kann das Elektron das Atom verlassen ohne tunneln zu müssen. Die Grenzintensität, die dafür erreicht werden muss, ist gegeben durch [20]:

$$I_{\text{Ion}} = \frac{c\epsilon_0(4\pi\epsilon_0)^2}{32Z^2e^6} (E_{\text{Ion}})^4. \quad (2.22)$$

Daraus lassen sich für verschiedene Ionisationsgrade  $Z$  unterschiedlicher Stoffe die Grenzintensitäten berechnen. Da in dieser Arbeit DLC-Targets (engl. Diamond-like-Carbon) verwendet werden, wird in der folgenden Tabelle Kohlenstoff betrachtet. Zudem hat die Struktur des Materials einen Einfluss auf die Ionisationsenergien, welcher der Einfachheit halber hier vernachlässigt wird [21].

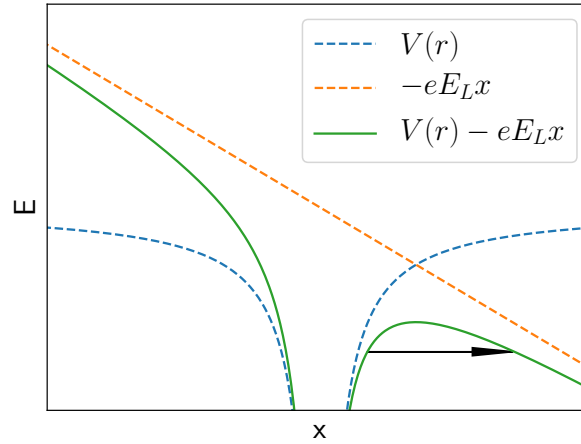


Abbildung 2.3.: Verlauf der Energie des ungestörten Potentials in blau, des elektrischen Feldes in orange und der Überlagerung aus beiden in grün. Die Möglichkeit des Tunnelprozesses eines Elektrons ist durch einen Pfeil angedeutet.

Ionisationsgrad $Z$	Intensität ( $\text{W}/\text{cm}^2$ )
1	$1.8 \cdot 10^{12}$
2	$3.9 \cdot 10^{13}$
3	$5.8 \cdot 10^{14}$
4	$1.9 \cdot 10^{15}$
5	$2.6 \cdot 10^{18}$
6	$6.3 \cdot 10^{18}$

Tabelle 2.1.: Grenzwerten für verschiedene Ionisierungsgrade für Kohlenstoff [22]. Ab einer Intensität von  $6,3 \cdot 10^{18} \text{ W}/(\text{cm})^2$  kann ein Target bestehend aus reinem Kohlenstoff als vollständig ionisiert betrachtet werden.

Dass höhere Laserintensitäten zu höheren Ionisationsgraden führen, hat zur Folge, dass ebenfalls die Elektronendichte steigen wird. Da die Grenzwerten diskrete Werte besitzen, kann es auch zu sprunghaften Erhöhungen der Elektronendichte eines Plasmas kommen, wenn diese Intensitäten erreicht werden. Dieser Effekt ist später zum Beispiel in Abbildung 3.4a zu sehen.

## 2.3. Plasmaeigenschaften

### 2.3.1. Plasmafrequenz

Werden die Elektronen in einem Plasma durch ein äußeres elektromagnetisches Feld vor dem Hintergrund der Ionen ausgelenkt, so entstehen zwischen den Elektronen und den positiven Ionen elektrische Felder, welche auf die Elektronen eine rücktreibende Kraft ausüben und sie in ihre Ausgangslage zurück beschleunigen. Durch ihre Trägheit beginnen die Elektronen zu oszillieren. Die Frequenz dieser Oszillation hängt sowohl von der Masse eines Elektrons als auch von der Stärke der elektrischen Felder und damit von der Elektronendichte ab und ist gegeben durch

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}. \quad (2.23)$$

## 2. Grundlagen

Die Plasmafrequenz gibt die Zeitskala an, auf welcher dynamische Prozesse im Plasma stattfinden, und ist somit eine charakteristische Größe eines Plasmas.

### 2.3.2. Temperatur

Um dem Plasma eine Temperatur zuzuweisen, wird es als Gas aus vielen Teilchen angenommen, welche durch Stöße miteinander wechselwirken. So kann das Plasma mittels kinetischer Gastheorie beschrieben werden. Die kinetische Energie der einzelnen Teilchen genügt der Boltzmannverteilung. Über die mittlere kinetische Energie kann dem Plasma eine Temperatur zugewiesen werden. Für ein Gas, dessen Teilchen sich in drei Dimensionen frei bewegen können, gilt [13]

$$\overline{E}_{\text{kin}} = \frac{1}{2}m_e \overline{v}_e^2 = \frac{3}{2}k_B T_e, \quad (2.24)$$

wobei  $T_e$  die Temperatur der Elektronen beschreibt und  $k_B$  die Boltzmannkonstante. Da das Laserfeld an die Elektronen koppelt werden diese erhitzt. Aufgrund der starken Massenunterschiede zwischen Elektronen und Kernen werden die Kerne hauptsächlich durch Kollisionen mit Elektronen erhitzt. Aus den thermischen Zustandsgleichungen eines idealen Gases folgt für den Plasmadruck:

$$p_e = n_e k_B T_e. \quad (2.25)$$

Der Expansionsdruck steigt also linear mit der Temperatur, welche von der im Plasma deponierten Energie abhängig ist.

### 2.3.3. Dispersionsrelation

Ausgehend von den Maxwell Gleichungen (2.1) kann auch eine Beschreibung elektromagnetischer Wellen in einem Plasma erarbeitet werden. Dazu wird zunächst angenommen, dass es im Plasma keine stationären Ströme gibt, sondern Ströme nur als Antwort des Plasmas auf das äußere Feld in Erscheinung treten. Daraus lässt sich die Beziehung

$$c^2 \nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \frac{\partial}{\partial t} \frac{\mathbf{j}}{\epsilon_0} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.26)$$

herleiten. Alle Felder können durch ebene Wellen ausgedrückt werden woraus folgt, dass  $\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega_L$  und  $\nabla \times = i\mathbf{k}_L$  gilt. Eingesetzt in Gleichung (2.26) ergibt sich

$$-c^2 \mathbf{k}_L (\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{E}) + c^2 \mathbf{k}_L^2 \mathbf{E} = \frac{i\omega_L \mathbf{j}}{\epsilon_0} + \omega_L^2 \mathbf{E}. \quad (2.27)$$

Es gilt weiterhin, dass  $\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{E} = 0$ , da das E-Feld senkrecht auf dem Wellenvektor steht. Zudem kann angenommen werden, dass der gesamte Strom innerhalb des Plasmas von Elektronen verursacht wird, da Ionen im Vergleich zu träge sind. Es gilt also  $\mathbf{j} = \mathbf{j}_e$ . Aus der Bewegungsgleichung der Elektronen (siehe Gl. 2.13) folgt unter Vernachlässigung des magnetischen Feldes  $\mathbf{j}_e = -\frac{n_e e^2}{i\omega_L} \mathbf{E}$ . Diese Beziehung lässt sich durch die Plasmafrequenz (siehe Gl. 2.23) ausdrücken, was die Dispersionsrelation eines Plasmas liefert

$$\omega_p^2 = \mathbf{k}^2 c^2 + \omega_L^2. \quad (2.28)$$

Der daraus bestimmbare Brechungsindex lautet

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}}. \quad (2.29)$$

Es lässt sich zeigen, dass  $\eta$  nur dann eine reelle Zahl ist und Laserstrahlung somit durch das Target propagieren kann, wenn  $\omega_L > \omega_p$  gilt. Ist hingegen  $\omega_p > \omega_L$ , wird  $\eta$  rein imaginär. Wird die Plasmafrequenz (siehe Gl. 2.23) nach der Elektronendichte umgestellt ergibt sich

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m_e \omega_L^2}{e^2}. \quad (2.30)$$

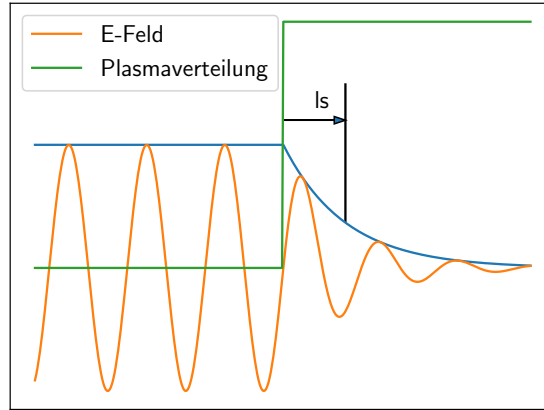


Abbildung 2.4.: Schematische Darstellung des evaneszenten Feldanteils an einer stufenförmigen Plasmaverteilung. Die  $x$ -Komponente des elektrischen Feldes ist in orange, dessen Einhüllende in blau und die Plasmadistribution in grün dargestellt

Das bedeutet, dass ein Laser mit einer festen Wellenlänge nur dann frei durch das Target propagieren kann, solange das Target die *kritische Dichte*  $n_c$  nicht überschreitet. Überschreitet die Elektronendichte des Targets die kritische Dichte  $n_c$  wird der Laserstrahl reflektiert, wobei ein Teil des Laserstrahls exponentiell abfallend in das Target eindringt. Für den eindringenden Laserstrahl gilt also [23]

$$E_y = E_y(0) \cdot \exp(-z/l_s) \quad (2.31)$$

mit der *Skin Depth*  $l_s$

$$l_s = \frac{c}{\omega_p} \left( 1 - \frac{\omega^2}{\omega_p^2} \cos^2(\theta) \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (2.32)$$

$\theta$  beschreibt dabei den Einfallswinkel. Für eine Wellenlänge von 1030 nm ergibt sich für ein 600-fach überkritisches Plasma unter senkrechtem Lichteinfall eine Skin Depth von 0,15 nm. Das Eindringen des Lasers in das überkritische Plasma, während das E-Feld exponentiell abfällt wird als *Skin Effect* bezeichnet.

## 2.4. Wechselwirkung zwischen Laserpuls und Plasma

### 2.4.1. Heizmechanismen

Je nach Laserintensität und Elektronendichte treten verschieden Mechanismen der Laserabsorption auf, welche die kinetische Energie und damit die Temperatur des Plasmas erhöhen, und deshalb auch als *Heizmechanismen* bezeichnet werden. Im Folgenden werden alle für diese Arbeit relevanten Heizmechanismen erklärt.

#### Kollisionsheizen

Dieser Heizmechanismus beruht auf Kollisionen, und tritt bereits ab einer Laserintensität  $I_L = 10^{14} \text{ W/cm}^2$  auf. Dabei geben im Laserfeld schwingende Elektronen ihre Energie an einen Stoßpartner ab, was andere Elektronen oder Ionen sein können, wobei die Bewegung der trägeren Ionen deutlich langsamer ist. Daher ist für das Kollisionsheizen die mittlere freie Weglänge der Elektronen entscheidend. Bei geringeren Elektronendichten verliert dieser Heizmechanismus daher an Relevanz. Andererseits muss der Laserpuls beim Kollisionsheizen durch das Plasma hindurch propagieren, weshalb es nur in unterkritischen Plasmen auftritt. Zudem muss der Laserpuls ausreichend lang sein, um entsprechend viele Kollisionen zu erzielen. Für Laserintensitäten  $I_L \geq 10^{15} \text{ W/cm}^2$  [1] verliert das Kollisionsheizen an Bedeutung, da bei hohen Temperaturen die sogenannte *Kollisionsfrequenz*, welche die Anzahl der Kollisionen pro Zeit- und Volumeneinheit beschreibt, abnimmt. Für die Kollisionsfrequenz gilt [1]

$$\nu_e \propto n_e [T_e (1 + \mathbf{v}_q^2 / \mathbf{v}_{th}^2)]^{-\frac{3}{2}}. \quad (2.33)$$

Zudem wird das Kollisionsheizen ineffizient, wenn die Geschwindigkeit der Zitterbewegung  $v_q$  des Elektrons im Laserfeld mit der thermischen Geschwindigkeit vergleichbar wird.

#### Resonanzabsorption

Resonanzabsorption tritt am Punkt der kritischen Dichte bei sehr steilen Dichtegradienten auf, wenn ein Teil des elektrischen Feldes in Richtung des Dichtegradienten zeigt ( $\mathbf{E} \cdot \nabla n_e \neq 0$ ) [1]. Dadurch wird ein Teil der Elektronen in Richtung des Dichtegradienten zum Schwingen angeregt, wobei am Punkt der kritischen Dichte die Plasmafrequenz  $\omega_P$  der Laserfrequenz  $\omega_L$  entspricht und der Vorgang daher resonant stattfindet. Es wird eine Elektronenwelle angeregt, welche dem Laserstrahl Energie entnimmt und somit das Plasma heizt. Resonanzabsorption tritt in den hier betrachteten Fällen jedoch nicht auf, da der Laserstrahl immer senkrecht auf das Target trifft und somit  $\mathbf{E} \cdot \nabla n_e = 0$  gilt.

#### $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -Heizen

Für Laserintensitäten oberhalb von  $a_0 = 1$ , was einer Intensität von  $I_L = 1,3 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$  bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 1030 \text{ nm}$  entspricht, wird der Beitrag der Vorwärtsbewegung durch die  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ -Komponente der Lorentzkraft vergleichbar mit der transversalen Wirkung des elektrischen Feldes. Dabei oszilliert das Elektron in transversaler Richtung mit der doppelten Laserfrequenz (siehe Abschnitt 2.2.1). Für das  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -Heizen werden steile Dichtegradienten nahe der kritischen Dichte ausgenutzt. Bewegt sich das Elektron in Richtung des unterkritischen Plasmas, befindet es sich im ungehinderten Laserfeld. Wird es jedoch in das Target, also in ein überkritisches Gebiet, hineinbewegt



wird dort die elektromagnetische Welle exponentiell gedämpft. Die rückstellende Kraft wird reduziert und das Elektron propagiert in das Target hinein [1].

### Vakuumheizen

Vakuumheizen funktioniert auf ähnliche Weise wie das  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -Heizen. Im Gegensatz zum  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -Heizen, wobei die Oszillation von Elektronen parallel zur Ausbreitungsrichtung des Lasers genutzt und ein Elektronenstrom benötigt wird, funktioniert Vakuumheizen bereits für ein einzelnes Elektron, welches dem elektrischen Feld des Lasers folgt und damit senkrecht zu dessen Ausbreitungsrichtung mit der Laserfrequenz  $\omega_L$  schwingt. Daher wird nun ein Teil des elektrischen Feldes benötigt, welcher in Richtung des Elektronendichtegradienten zeigt. Im unterkritischen Plasma folgen die Elektronen dem Laserfeld und werden in das Target hinein beschleunigt. Bewegt sich das Elektron in das überkritische Plasma, wird das elektrische Feld, und somit die rückstellende Kraft, exponentiell gedämpft. Das Elektron beginnt durch das Target zu propagieren. Da der Laserstrahl jedoch senkrecht auf das Target trifft, und somit  $\mathbf{E} \cdot \nabla n_e = 0$  gilt, tritt das Vakuumheizen, ebenso wie die Resonanzabsorption, nicht auf.

#### 2.4.2. Thermische Targetexpansion

Trifft ein relativistischer Laserpuls auf ein Target, erzeugt dieser innerhalb weniger Oszillationen ein Plasma mit einem Vielfachen der kritischen Dichte. Wie bereits in Abschnitt 2.3.3 erwähnt wurde dringt der Laser nur bis zur kritischen Dichte ein, und kann daher auch nur bis dorthin Elektronen heizen. Aufgrund der entstehenden Temperaturdifferenzen zwischen den durch den Laser geheizten Bereichen und jenen, welche nicht geheizt werden, setzt Wärmeleitung ein. Zudem breitet sich das geheizte Plasma thermisch in Vakuum aus. Dabei kann es hydrodynamisch mit dem *fluid model of a freely expanding plasma* [23] beschrieben werden, worauf in Kapitel 3 noch einmal eingegangen wird. Die Differenz im erzeugten Plasmadruck, welcher sowohl von der Elektronentemperatur als auch von der Elektronendichte abhängt, sorgt dafür, dass sich das Plasma ungefähr mit der Ionenschallgeschwindigkeit  $c_s$  ausbreitet [23]:

$$c_s = \left( \frac{Z k_b T_e}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.34)$$

Dabei beschreibt  $T_e$  die Elektronentemperatur und  $m_i$  die Ionenmasse. Unter der Annahme, dass sich das Plasma isotherm ausbreitet, wird das Plasma aufgrund der Maxwell'schen Verteilung der Elektronengeschwindigkeiten eine exponentiell abfallende Dichteverteilung

$$n_e(x) = n_0 \cdot \exp\left(-\frac{x - x_0}{L}\right) \quad (2.35)$$

annehmen, wobei  $x_0$  die Position der Targetvorderseite beschreibt. Dabei wird es die Skalenlänge  $L$  besitzen, welche sich ergibt durch:

$$L = c_s t_l, \quad (2.36)$$

$t_l$  beschreibt die Expansionszeit des Targets.

## 2.5. Ionenbeschleunigung

### Target Normal Sheath Acceleration (TNSA)

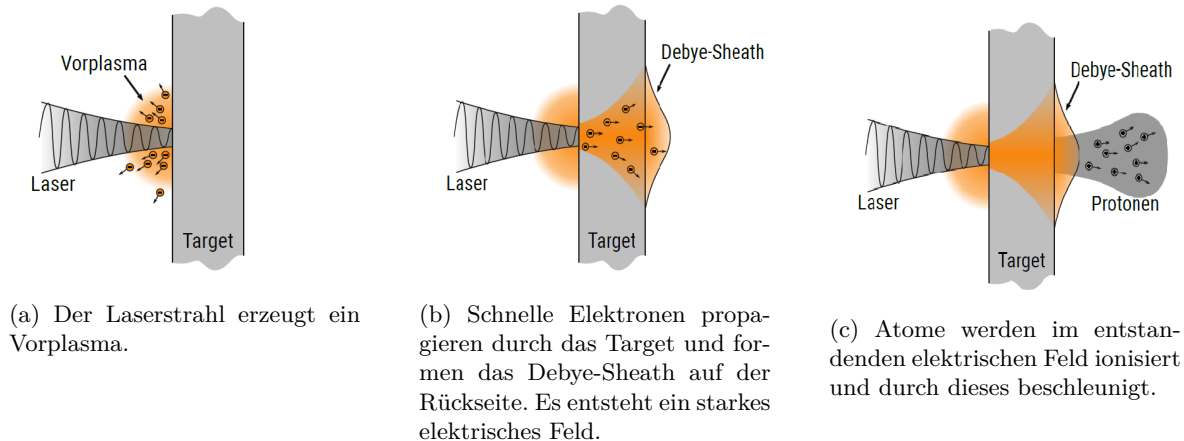


Abbildung 2.5.: Schematische Darstellung des Ablaufs des TNSA-Prozesses [1]

TNSA [1] beschreibt einen lasergetriebenen Beschleunigungsprozess, bei welchem Ionen oder Protonen entlang der Targetnormalen beschleunigt werden. Typischerweise wird ein Laserpuls mit einer Intensität über  $10^{18} \text{ W/cm}^2$  innerhalb einer evakuierten Targetkammer auf eine dünne Folie oder ein Tröpfchen fokussiert, wofür viele verschiedene Materialien verwendet werden können. In dieser Arbeit handelt es sich um dünne DLC-Folien (diamond-like carbon) im Bereich von 5 nm bis 500 nm Dicke.

Bereits einige Pikosekunden bevor der Laserpuls seine maximale Intensität erreicht, ist die Intensität des Lasers bereits ausreichend hoch um Materie zu ionisieren und ein Vorplasma auf der Targetvorderseite zu erzeugen (siehe Abb. 2.5a). Trifft der Hauptpuls dann auf dieses Vorplasma kann er zunächst nur so lange eindringen, bis die kritische Dichte überschritten wird (siehe Abschnitt 2.3.3). Am Punkt der kritischen Dichte kann der Laser heiße Elektronen erzeugen, zum Beispiel durch  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -Heizen (siehe Abschnitt 2.4.1), welche durch das Target hin zur Rückseite propagieren. Noch während sich die Elektronen im Target befinden, entstehen auf Grund der Ladungstrennung elektrische Felder. Diese üben auf die Elektronen eine rückstellende Kraft aus und führen im Target zu Strömen, welche die Ströme der heißen Elektronen zumindest teilweise kompensieren [24]. Ein Teil der schnellsten Elektronen schafft es schließlich auf der Rückseite auszutreten. Das Target wird hierdurch elektrostatisch aufgeladen, was weitere Elektronen daran hindert dem Target zu entkommen. Dadurch entsteht sowohl auf der Targetvorderseite als auch auf der Targetrückseite ein Ladungstrennungsfeld, welches jedoch auf der Vorderseite durch das Plasma abgeschirmt werden kann. Auf der Rückseite bleiben durch die Elektronenwolke, das sogenannte *Debye-Sheath*, elektrische Felder in der Größenordnung Teravolt pro Meter bestehen (siehe Abb. 2.5b). Dadurch werden zum einen Atome auf der Targetrückseite ionisiert und zum anderen Ionen senkrecht zur Targetoberfläche im elektrischen Feld beschleunigt (siehe Abb. 2.5c). Kann die Ionendichte durch eine Stufenfunktion beschrieben werden, gilt [10]

$$E \approx \sqrt{2}k_B T_H / e l_D. \quad (2.37)$$

Dabei beschreibt  $T_H$  die Temperatur der heißen Elektronen in dieser Elektronenwolke,  $k_B$  die Boltzmann-Konstante,  $e$  die Elektronenladung und  $l_D$  die Debye-Länge. Die Debye-Länge ist die Länge, über

der ein elektrostatisches Potential, welches zum Beispiel durch ein positives Ion entstehen kann, auf Grund von Abschirmung durch Elektronen auf  $\frac{1}{e}$  seines initialen Wertes abfällt. Befindet sich auf der Targetrückseite ein ausgedehntes Plasma mit der Skalenlänge  $L$  (siehe Gl. 2.35), werden die heißen Elektronen der Plasmaverteilung folgen, bis die lokale Debye-Länge größer wird als die Skalenlänge. Es gilt[10]:

$$E \approx \sqrt{2}kT_H/e \cdot \begin{cases} l_D & l_D \geq L \\ L & \text{sonst} \end{cases}. \quad (2.38)$$

Die Eigenschaften der beschleunigten Ionen hängen dabei von den Bedingungen des Plasmas ab. So kann die Temperatur der Elektronen oder die Ionisierung und Skalenlänge auf der Targetrückseite eine Rolle spielen. Eine hohe Skalenlänge auf der Rückseite wirkt der Beschleunigung entgegen (siehe Gl. 2.38) [9], weshalb ein steiler Gradient auf der Rückseite wünschenswert ist. Dies ist der Grund dafür, dass bei TNSA-Experimenten ultrakurze Pulse mit hohem zeitlichen Kontrast verwendet werden. Zur Ausdehnung der Rückseite kann es kommen, wenn die Elektronenschockwelle, welche auf der Vorderseite dadurch entsteht, dass das geheizte Plasma sich auch in das Target hinein ausbreitet, durch das Target propagiert und die Rückseite erreicht [9]. Aber auch die vorderseitige Skalenlänge hat einen relevanten Einfluss auf die Beschleunigung. So führt ein flacher Gradient auf der Targetvorderseite dazu, dass mehr Energie vom Laser im Target deponiert wird. [25]. Jedoch führt hier eine hohe Skalenlänge auch zu einer höheren Divergenz der auf der Vorderseite beschleunigten Elektronen [26]. Dies führt dazu, dass sich auf der Rückseite weniger Elektronen pro Fläche befinden, was einer effektiven Teilchenbeschleunigung entgegen wirkt.

Daher ist die genaue Charakterisierung der Plasmaverteilung bezüglich ihrer vorderseitigen und rückseitigen Skalenlängen erforderlich. Wie diese Plasmaverteilungen errechnet werden, wird im folgenden Kapitel vorgestellt.

## 3. Simulationen mit dem Computercode MULTI-fs

Der Kern dieser Arbeit besteht aus Untersuchungen des Einflusses der Intensität auf das Target, welche bereits vor der Spitzenintensität des Hauptpulses auf das Target trifft. Schon bei geringeren Intensitäten treten Ionisationsprozesse (siehe Kapitel 2.4.1) und thermische Ausdehnung des Plasmas (siehe Kapitel 2.4.2) auf. Dazu wurden Simulationen verwendet, welche mit dem Computercode MULTI-fs [11] erstellt wurden.

Der Code MULTI-fs berechnet numerisch die Wechselwirkung wenige Nanosekunden bis Femtosekunden langer Laserpulse mit Plasmen, in einem Gültigkeitsbereich der Intensität von  $10^{11} \text{ W/cm}^2$  bis  $10^{17} \text{ W/cm}^2$ . Das Plasma wird dabei als eindimensional angenommen und die Verteilung von Elektronen und Ionen hydrodynamisch berechnet. Durch Zustandsgleichungen, welche tabellarisch als Inputparameter gegeben werden, kann diese Verteilung mit einem Druck, einer Temperatur oder dem Ionisationsgrad verknüpft werden. Materialeigenschaften werden ebenfalls vorgegeben, woraus sich beispielsweise die Ionisation des Plasmas berechnen lässt. Die Absorption des Lasers wird durch direktes Lösen der Maxwellgleichungen (siehe Gl. 2.1), sowie durch Kollisionen beschrieben.

### 3.1. Limitierungen

Eine Möglichkeit das Problem der Laser-Plasma-Interaktion vor dem Eintreffen des Hauptpulses deutlich vereinfacht zu betrachten ist, das Plasma als Flüssigkeit anzunehmen und hydrodynamisch zu beschreiben. Um die Wechselwirkung des Lasers mit einem Plasma während des Hauptpulses zu simulieren reicht eine hydrodynamische Betrachtung nicht mehr aus. Es müssen PIC-Simulationen (engl. *Particle-in-Cell*) verwendet werden. Da diese jedoch sehr rechenaufwendig sind, ist der Zeitbereich, welcher simuliert werden kann, begrenzt. Es empfiehlt sich daher die Wechselwirkung der ansteigenden Flanke des Hauptpulses mit dem Plasma mittels MULTI-fs zu berechnen, und die simulierten Plasmaverteilungen als Inputparameter einer PIC-Simulation zu übergeben. Aus den vereinfachten Annahmen des MULTI-fs folgen einige Limitierungen:

- Der Code funktioniert nur für Laserintensitäten  $I_L \leq 10^{17} \text{ W/cm}^2$ . Es kann daher nicht die gesamte Zeitspanne bis zum Erreichen der maximalen Intensität des Hauptpulses simuliert werden. Zudem hängt das Zeitintervall, welches nicht simuliert werden kann, von der maximalen Laserintensität ab.
- Das Target wird bereits vor der Wechselwirkung mit dem Laser als einfach ionisiert und somit während der ganzen Simulation als Plasma angenommen.
- Die Annahme des Plasmas als Flüssigkeit scheitert für die Wärmeleitung im Bereich steiler Temperaturgradienten. Die Wärmeleitung wird hier numerisch nach oben hin limitiert, und damit in diesen Bereichen potentiell unterschätzt.

- Ab Intensitäten von  $1 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$  werden kinetische Effekte relevant, welche Elektronen über der thermischen Energie erzeugen. Diese Effekte werden nicht direkt durch eine hydrodynamische Simulation beschrieben. Dennoch liefert MULTI-fs Ergebnisse in guter Übereinstimmung mit Experimenten, da die Laser-Plasma-Wechselwirkung auf zeitlich und räumlich kleinen Skalen stattfindet, was die Wachstumsraten solcher kinetischen Effekte reduziert.
- Die Resonanzabsorption wird nur implizit über das direkte Lösen der Maxwell'schen Gleichungen (siehe Gl. 2.1) berechnet, wobei auch die Winkelabhängigkeit berücksichtigt wird. Diese spielt jedoch in dieser Arbeit keine Rolle, da das einfallende Licht unter einem Winkel von  $0^\circ$  eingestrahlt wird (siehe Abschnitt 2.4.1).
- Der Strahlungsdruck des Lasers wird nicht berücksichtigt, da dies zu Instabilitäten des Codes führen würde. Es wird angenommen, dass die Geschwindigkeiten von Elektronen und Ionen gleich sind, womit auch Ladungstrennung verhindert wird. Dies ist eine gut gerechtfertigte Annahme, solange es sich um Intensitäten  $\leq 10^{16} \text{ W/cm}^2$  handelt, da der Strahlungsdruck hier typischerweise kleiner ist als der thermische Druck. Zudem werden die Beschleunigungsmechanismen, welche Ladungstrennung voraussetzen oder zur Folge haben (siehe Abschnitt 2.5), in dieser Arbeit nicht betrachtet, sondern lediglich die Plasmaverteilung, bevor diese einsetzen.

Vergleiche mit kinetischen Simulationen zeigen, dass geheiztes Plasma sich in diesen weiter ausbreitet als es durch MULTI-fs vorhergesagt wird. Auch wenn Details der Wärmeverteilung von der Realität abweichen, wird die Gesamtabsorption gut beschrieben. Für Intensitäten über  $10^{17} \text{ W/cm}^2$  scheiterte MULTI-fs in mehreren Beispielen [27, 28, 29].

## 3.2. Hydrodynamik

Die hydrodynamische Beschreibung eines Plasmas basiert auf den Erhaltungssätzen für Masse, Impuls und Energie [11]:

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (3.1)$$

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \nabla \cdot \bar{\sigma} \quad (3.2)$$

$$\rho \frac{DE}{Dt} = \bar{\sigma} / \nabla \cdot \mathbf{v} - \nabla \cdot \mathbf{S}_{\text{th}} + D_{\text{ext}} \quad (3.3)$$

mit der Massendichte  $\rho$ , der Fließgeschwindigkeit  $\mathbf{v}$ , der spezifischen inneren Energie  $E$ , dem Spannungstensor  $\bar{\sigma}$  und dem Wärmestrom  $\mathbf{S}_{\text{th}}$ , wobei der Operator  $\frac{D}{Dt}$  definiert ist als  $\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla$ , und die totale zeitliche Ableitung im Bezugssystem des Fluids beschreibt.  $D_{\text{ext}}$  ist der Quellterm für eingebrachte Energie durch den externen Laserstrahl. Um den Spannungstensor  $\bar{\sigma}$  zu spezifizieren wird angenommen, dass dieser die Summe des thermischen Gleichgewichtsdruck und einem Term, welcher die Viskosität berücksichtigt, ist. Zwar kann die Viskosität im Plasma vernachlässigt werden, dennoch wird eine künstliche Viskosität addiert um numerische Stabilität zu garantieren [11].

Um einen Zusammenhang zwischen den thermischen Zustandsgrößen wie dem Druck  $p$  oder der Temperatur  $T$  und gegebenen thermischen Größen ( $E$  und  $\rho$ ) herzustellen, dienen die *Zustandsgleichungen*:  $p = p(E, \rho)$ ,  $T = T(E, \rho)$ . Mittels Tabellen, welche alle notwendigen Materialeigenschaften beschreiben, kann auch die Ionisation  $Z(\rho, T_e)$  aus der Massendichte und der Temperatur berechnet werden. Es wird des Weiteren angenommen, dass Elektronen und Ionen nahezu einer thermischen

### 3. Simulationen mit dem Computercode MULTI-fs

Geschwindigkeitsverteilung folgen und die selbe makroskopische Geschwindigkeit  $\mathbf{v}$  besitzen, wobei Elektronen und Ionen jedoch verschiedene Temperaturen besitzen können. Daraus folgt, dass elektrische Ströme und Magnetfelder vernachlässigt werden.

### 3.3. Wärmeleitung

In einem Plasma sind die Elektronen über Diffusionsprozesse verantwortlich für die Wärmeleitung. In einem Plasma mit einem flachen Temperaturgradienten ist der Wärmestrom der Elektronen gegeben durch

$$\mathbf{S}_{th} = -K \nabla T_e \quad (3.4)$$

mit der Wärmeleitfähigkeit  $K$ . Diese ist gegeben durch

$$K = \alpha(Z) \frac{n_e k_B^2 T_e}{m_e \nu_e} \quad (3.5)$$

mit einem numerischen Koeffizienten  $\alpha(Z)$ , welcher von der Ordnungszahl der Ionen abhängig ist und der Kollisionsfrequenz der Elektronen  $\nu_e$  (siehe Gl. 2.33). Bei Bestrahlung eines Plasmas durch kurze Laserpulse können jedoch extrem hohe Temperaturgradienten auftreten, wodurch Gleichung (3.4) ihre Gültigkeit verliert. In diesen Fällen wird die Wärmeleitung nach oben hin beschränkt durch das physikalische Maximum

$$|\mathbf{S}_{th}| \leq \mathbf{S}_{th}^{\max} \equiv f n_e k_B T_e. \quad (3.6)$$

Dabei ist  $f$  ein empirisch ermittelter Faktor. Diese Limitierung wird durch eine modifizierte Leitfähigkeit

$$K' = \frac{K \mathbf{S}_{th}^{\max}}{\mathbf{S}_{th}^{\max} + K |\nabla T_e|} \quad (3.7)$$

umgesetzt. Daraus ergibt sich für kleine Temperaturgradienten erneut Gleichung (3.5).

### 3.4. Verlauf der Wechselwirkung

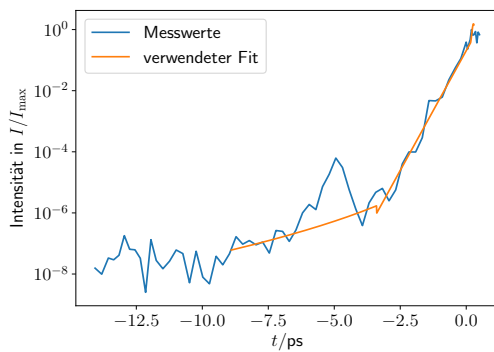


Abbildung 3.1.: Messwerte und Fit des Laserkontrasts des verwendeten Pulses

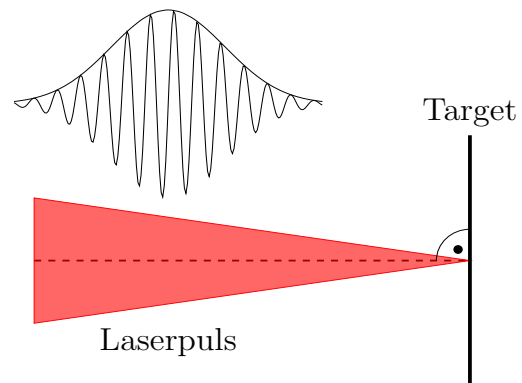


Abbildung 3.2.: Skizze des simulierten Versuchsaufbaus

Vor Beginn einer Simulation müssen die Randbedingungen durch Inputparameter festgelegt werden. Diese beschreiben den verwendeten Laserpuls sowie das verwendete Target. Eine Skizze des Ver-

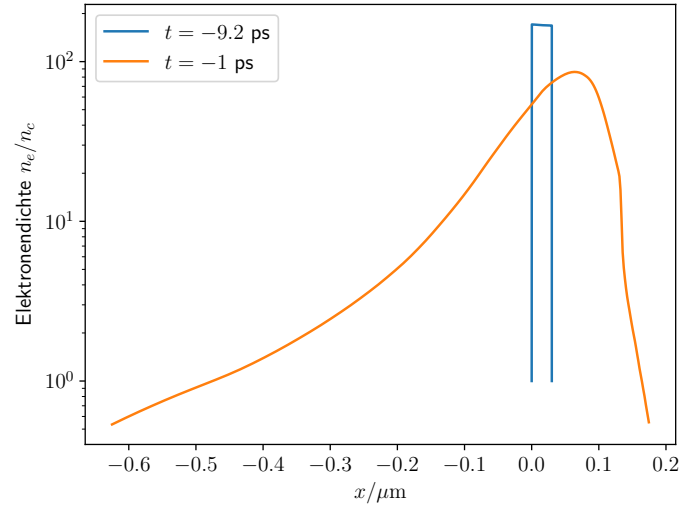


Abbildung 3.3.: Elektronendichteverteilung eines 30 nm dünnen Targets zu verschiedenen Zeitpunkten während der Wechselwirkung mit einem Laserpuls der Intensität  $5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$

suchsaufbaus, welcher simuliert wird, ist in Abb. 3.2 zu sehen. Simuliert wird die ansteigende Flanke des Hauptpulses ab einem Zeitpunkt von 9,2 ps vor dem Eintreffen des Hauptpulses, welche unter einem Winkel von  $0^\circ$  auf das Target fällt. Sämtliche Intensität, welche vor diesem Zeitpunkt auf das Target trifft, ist für Laserpulse mit Spitzenintensitäten unter  $10^{20} \text{ W/cm}^2$  zu gering um das Target zu ionisieren und effektiv eine Änderung der Plasmaverteilung hervorzurufen. Für Laserpulse, welche diese Spitzenintensität überschreiten, wurde das Target zu Beginn der Simulation dennoch als unverändert angenommen. In Abb. 3.1 ist der mittels eines 3.-Ordnung Autokorrelators gemessene zeitliche Intensitätsverlauf des Laserpulses dargestellt, welcher in einem POLARIS-Laserexperiment gemessen wurde, sowie die in späteren Simulationen verwendete Annäherung. Der dargestellte Vorpuls zwischen  $-6 \text{ ps}$  und  $-4 \text{ ps}$  ist hier nur ein Artefakt auf Grund eines Nachpulses und ist im realen Laserpuls nicht vorhanden. Die maximale Intensität des Hauptpulses, und davon abhängig die Intensität der ansteigenden Flanke des Vorpulses, wird für verschiedene Simulationen zwischen  $10^{18} \text{ W/cm}^2$  und  $5 \cdot 10^{21} \text{ W/cm}^2$  variiert.

Das verwendete Target besteht aus Kohlenstoffatomen, welche maximal sechsfach ionisiert werden können, und wird zu jedem Zeitpunkt als mindestens einfach ionisiert angenommen. Zu Beginn einer Simulation ist die Elektronendichteverteilung des Targets kastenförmig und etwa 100-fach überkritisch<sup>1</sup>, weil alle Atome als einfach ionisiert angenommen werden. Dabei besitzt das Target Zimmertemperatur ( $k_B \cdot T = 0,0258 \text{ eV}$ ). Die Targetdicke wird zwischen 5 nm und 500 nm variiert.

Um das Verhalten des Plasmas während der Interaktion mit der ansteigenden Flanke des Hauptpulses zu verstehen, wird zunächst das 30 nm dünne DLC-Target (siehe Abb. 3.4) betrachtet. In allen folgenden Abbildungen einer Plasmaentwicklung befindet sich die Targetvorderseite zu Beginn der Laser-Plasma-Interaktion am Punkt  $x = 0$ , und der Hauptpuls erreicht seine maximale Intensität zum Zeitpunkt  $t = 0$ . Die Simulation beginnt mit einer kastenförmigen Elektronenverteilung (siehe Abb. 3.3) zum Zeitpunkt  $t = -9,2 \text{ ps}$ . Alle Atome sind dabei bereits einfach ionisiert. Die Form des 30 nm dünnen Targets am Ende der Simulation ist ebenfalls in Abb. 3.3 zu sehen. Durch den Laserstrahl

<sup>1</sup>nach Herstellerangaben der in POLARIS-Experimenten verwendeten DLC-Folien

### 3. Simulationen mit dem Computercode MULTI-fs

werden die Atome auf der Targetvorderseite weiter ionisiert und die Elektronen werden durch die weitere Wechselwirkung geheizt. Da die Laserintensität im gesamten unterkritischen Bereich nahezu konstant ist, wird das Plasma hier gleichmäßig geheizt. Die Elektronen beginnen sich mit der Schallgeschwindigkeit (siehe Gl. 2.34) auszubreiten. Das Plasma breitet sich mit zunehmender Zeit schneller aus, da mit der Zeit auch die Laserintensität (siehe Abb. 3.1) und damit die Temperatur (siehe Abb. 3.4b) steigt, was zu einer höheren Schall- und Ausbreitungsgeschwindigkeit führt. Zur Vorderseite hin kann sich das Target ungehindert ausbreiten, was bedeutet, dass die Elektronenverteilung nach Gl. 2.35 exponentiell abfällt. Zur Rückseite hin müssen die Elektronen durch das gesamte Target propagieren, was durch Wechselwirkungen mit dem noch unveränderten Target behindert wird. Bei dickeren Targets ab 100 nm führt dies zur Entstehung einer Schockwelle, welche deutlich zu erkennen ist, da hier die ursprüngliche Elektronendichte des Targets deutlich überschritten wird. Dieser Effekt wird noch einmal genauer am Ende dieses Kapitels diskutiert.

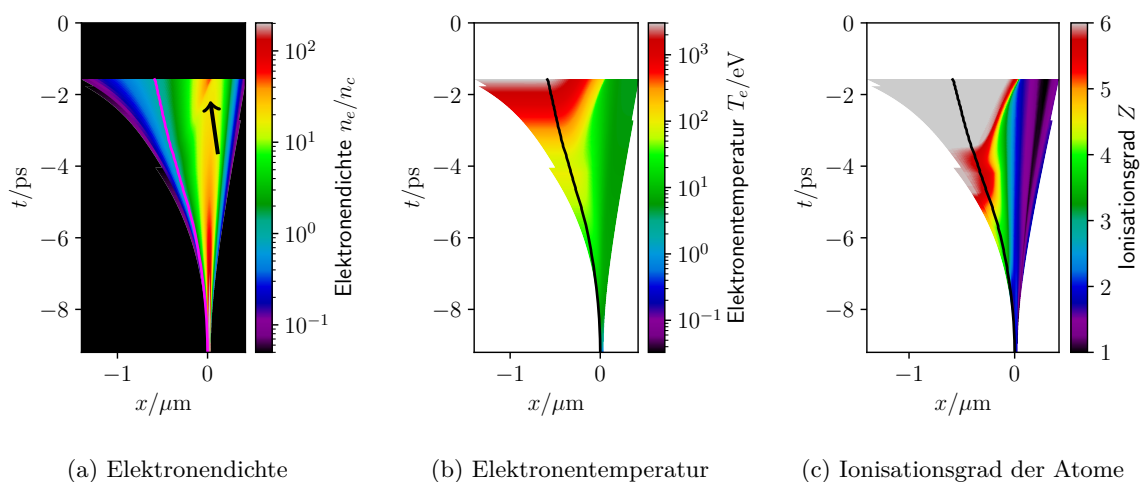


Abbildung 3.4.: Darstellung der Elektronendichte  $n_e$ , Elektronentemperatur  $T_e$  und des Ionisationsgrades  $Z$  der Atome für ein 30 nm dickes DLC-Target bei einer maximalen Intensität des Hauptpulses von  $I_L = 5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ . Die Simulation wird beendet wenn eine Intensität von  $I = 1 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$  erreicht wird. Zu jeder Zeit ist der Ort, an dem die Elektronendichte die kritische Dichte überschreitet, in magenta, beziehungsweise in schwarz eingezeichnet. Der Laserstrahl kommt aus negativer  $x$ -Richtung.

Die thermische Energie wird ausschließlich durch Wärmeleitung von der Vorderseite in das Target hineingeleitet, was in Abbildung 3.4b gut zu erkennen ist, da der Laser nur bis zur kritischen Dichte eindringen und Elektronen heizen kann. Wird durch Wärmeleitung durch das gesamte Target auch die Rückseite des Targets erhitzt, beginnt diese ebenfalls sich auszubreiten.

In Abb. 3.4a ist zum Zeitpunkt  $t = -2 \text{ ps}$  eine Erhöhung der Elektronendichte zu sehen (siehe mit Pfeil markierte Stelle). Dieser Effekt ist keine Elektronenschockwelle. Hier wird lediglich die Laserintensität entsprechend hoch, um die Elektronen der inneren Schale herauszulösen (siehe Tabelle 2.1), was auch in Abb. 3.4c zu erkennen ist.



## 4. Parametrisierung

Um Aussagen über die Form einer Plasmaverteilung am Ende der MULTI-fs-Simulation zu treffen, welche auch in weiteren Simulationen verwendet werden können, ist es hilfreich diese mit möglichst wenigen und physikalisch relevanten Parametern anzunähern. So ist beispielsweise die unterkritische Skalenlänge [25] und die rückseitige Skalenlänge [9] relevant für TNSA. Um die Wechselwirkung des Hauptpulses mit dem Target zu simulieren, können diese Parameter als Inputparameter einer geeigneten PIC-Simulation übergeben werden. Dazu wird die Plasmaverteilung in vier verschiedene Bereiche aufgeteilt, in welchen jeweils die Elektronendichte durch eine andere Verteilungsfunktion beschrieben werden kann.

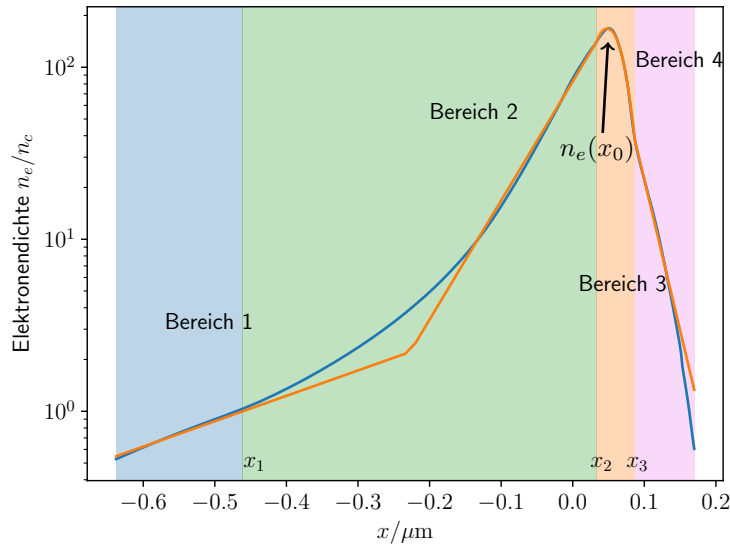


Abbildung 4.1.: Plasmaverteilung des 50 nm-Targets nach der Wechselwirkung eines Laserpulses mit einer maximalen Intensität von  $I_{max} = 1 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$  zum Zeitpunkt, wenn die Laserintensität  $I_L = 1 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$  erreicht. Die simulierte Plasmaverteilung ist in blau dargestellt, die Parametrisierung ist in orange dargestellt.

### Bereich 1

In Bereich 1 befindet sich das unterkritische Plasma, welches nach Gl. 2.35 eine ins Target hinein exponentiell ansteigende Form annimmt. Jedoch ist zu beachten, dass der Laser, welcher durch das unterkritische Plasma propagiert, weitere Atome ionisieren und somit die Elektronendichteverteilung verändern kann. Dementsprechend ist die Bedingung für den Übergang von Bereich 1 zu Bereich 2, welcher sich an der Stelle  $x_1$  befindet, die Überschreitung der kritischen Dichte. Es gilt näherungsweise:

$$n_e(x) = n_c \cdot \exp\left(\frac{x - x_1}{L_1}\right). \quad (4.1)$$

#### 4. Parametrisierung

##### Bereich 2

In Bereich 2, in welchem die Elektronendichte überkritisch ist, findet keine Wechselwirkung mehr mit dem Laser statt. Hier wird die Elektronendichteverteilung ausschließlich durch Wärmeleitung bestimmt, weshalb sich eine andere Skalenlänge  $L_2$  als in Bereich 1 ergibt. Es gilt:

$$n_e(x) = n_c \cdot \exp\left(\frac{x - x_1}{L_2}\right). \quad (4.2)$$

Der Fit in Bereich 2 wird durch die sich ausbreitende Schockwelle in der Elektronendichte erschwert, welche in Gl. 4.2 nicht berücksichtigt wird. Dieser Effekt beeinflusst die Aussagekraft von  $L_2$ . Über die Entwicklung von  $L_2$  können daher später nur qualitative Aussagen getroffen werden. Die Bedingung für die Stelle des Übergangs von Bereich 2 zu Bereich 3, welche durch  $x_2$  beschrieben wird, ist, dass die Elektronendichte  $n_e = 0.8 \cdot n_{max}$  erreicht, wobei  $n_{max}$  die maximale Elektronendichte beschreibt. Diese Schwelle von  $n_e = 0.8 \cdot n_{max}$  hat sich als passendes Kriterium bewährt. Da die Elektronendichteverteilung in vielen Fällen von Erhöhungen durch beispielsweise Elektronenwellen geprägt ist, müssen die Parameter oft manuell angepasst werden.

##### Bereich 3

In Bereich 3 wird die Dichteverteilung durch eine Super-Gaußverteilung parametrisiert, da dadurch der Übergang von einer Kastenverteilung zu einer zerfließenden Verteilung dargestellt werden kann, wobei  $n_e(x)$  gegeben ist durch:

$$n_e(x) = n_0 \cdot \exp\left(-\left[\frac{(x - x_0)^2}{d^2}\right]^k\right). \quad (4.3)$$

$x_0$  beschreibt dabei den Punkt um welchen die Verteilung symmetrisch ist,  $n_0$  beschreibt die Elektronendichte an diesem Punkt  $x_0$ , und  $d$  und  $k$  sind ein Maß dafür, wie schnell und in welcher Form die Elektronendichte abfällt.

##### Bereich 4

Ebenso wie in Bereich 1 und Bereich 2 wird die Elektronendichte in Bereich 4 durch eine Exponentialfunktion mit einer gewissen Skalenlänge  $L_3$  beschrieben, da sich die Elektronen hier thermisch ausbreiten. Die Elektronendichteverteilung  $n_e(x)$  ist gegeben durch:

$$n_e(x) = n_3 \cdot \exp\left(-\frac{x - x_3}{L_3}\right). \quad (4.4)$$

Durch das negative Vorzeichen bleibt  $L_3$  ebenso wie  $L_1$  und  $L_2$  positiv. Die Stelle  $x_3$ , an welcher die Trennung zwischen Bereich 3 und Bereich 4 gesetzt wird, ist dadurch gekennzeichnet, dass eine Elektronendichte von  $n_e(x) = 0.23 \cdot n_{max}$  unterschritten wird. Dies ist ebenso wie bei  $x_2$  ein empirisch bestimmtes Kriterium, welches in fast allen Fällen eine gute Übereinstimmung der parametrisierten Verteilung mit den Ergebnissen des MULTI-fs liefert. In wenigen Fällen muss dieses Kriterium angepasst werden.

Alle Fits wurden mit Hilfe von Python und der Umgebung SciPY erstellt. Generell wurden Fits, welche zunächst nicht mit den durch MULTI-fs simulierten Verteilungen übereinstimmten, manuell angepasst. Auffällig ist weiterhin, dass die exponentielle Anpassung aus Bereich 1 in Bereich 2 weitergeht (siehe Abb. 4.1). Da Bereich 2 schwer anzupassen ist, wird zuerst  $L_1$  in Bereich 1 ermittelt und die Anpassung aus Bereich 1 bis zu einem variablen Punkt  $x_{\text{var}}$  in Bereich 2 fortgesetzt. Ab diesem Punkt wird die parametrisierte Elektronendichte durch Gl. 4.2 beschrieben, und  $L_2$  über Stetigkeit am Punkt  $x_2$  bestimmt. Anstatt  $L_2$  zu optimieren, wird die Lage des Punktes  $x_{\text{var}}$  optimiert. Dadurch wird zwar ein gewisser Bereich nach  $x_1$  unterschätzt, es werden jedoch bessere Ergebnisse für  $L_2$  erzielt.

## 5. Auswertung

Bei der Betrachtung eines Targets unter dem Einfluss von Laserpulsen unterschiedlicher Spitzenintensitäten lassen sich einige Aussagen über die betrachteten Parameter und somit die Form des dabei entstehenden Plasmas treffen. Dafür ist es sinnvoll zunächst die Entwicklung einer einzelnen Targetdicke für verschiedene maximale Intensitäten des Hauptpulses zu betrachten, was in Abb. 5.1 zu sehen ist. Hierbei konnte auf Grund der Intensitätsbeschränkung von  $I_L = 10^{17} \text{ W/cm}^2$  des MULTI-fs nur bis zu einer gewissen Zeit vor dem Hauptpuls simuliert werden. Da für höhere Spitzenintensitäten diese Intensitätsbeschränkung immer früher überschritten wird, wird das Zeitintervall, welches nicht simuliert werden konnte immer größer. Die Simulation mit einer Spitzenintensität des Hauptpulses über  $I_L = 10^{20} \text{ W/cm}^2$  erreichte bereits annähernd 2 ps vor dem Hauptpuls die Obergrenze für die behandelbare Intensität. Die Parameter der Elektronendichteverteilung können für diese Simulationen abweichen.

Es fällt auf, dass Targets unter dem Einfluss von Laserpulsen höherer Intensitäten schneller expandieren, weil sie schneller erhitzt werden. Dies ist sowohl auf der Vorderseite als auch auf der Rückseite des Targets der Fall. Auf der Vorderseite wird das gesamte unterkritische Plasma dauerhaft vom Laser geheizt und breitet sich daher mit zunehmender Geschwindigkeit aus. Ebenso breitet sich auf der Rückseite bei höheren Intensitäten bereits früh ein Plasma mit einer bestimmten Temperatur aus. Da das rückseitige Plasma nicht mehr durch den Laser, sondern nur durch Wärmeleitung durch das Target geheizt werden kann, ist hier die Elektronendichte für die Wärmeleitung ausschlaggebend. Da diese für das sich auf der Rückseite ausbreitende Plasma stark abnimmt, behält dieses Plasma eine deutlich geringere Temperatur.

Der Ort, an welchem die kritische Dichte erstmals erreicht und der Laser reflektiert wird, bewegt sich auf Grund der Plasmaexpansion ebenfalls in Richtung des einfallenden Lasers. Bei hohen maximalen Intensitäten kann es dazu kommen, dass sich dieser Ort weniger schnell bewegt, oder sogar seine Bewegung umkehrt. Denn durch den einfallenden Laser und die resultierende Heizung, breitet sich das Plasma zunehmend schneller aus. Dadurch können zuvor überkritische Bereiche unterkritisch werden.

Im Folgenden werden die Parameter der Plasmaverteilung diskutiert, die teilweise bereits in Kapitel 4 eingeführt wurden.

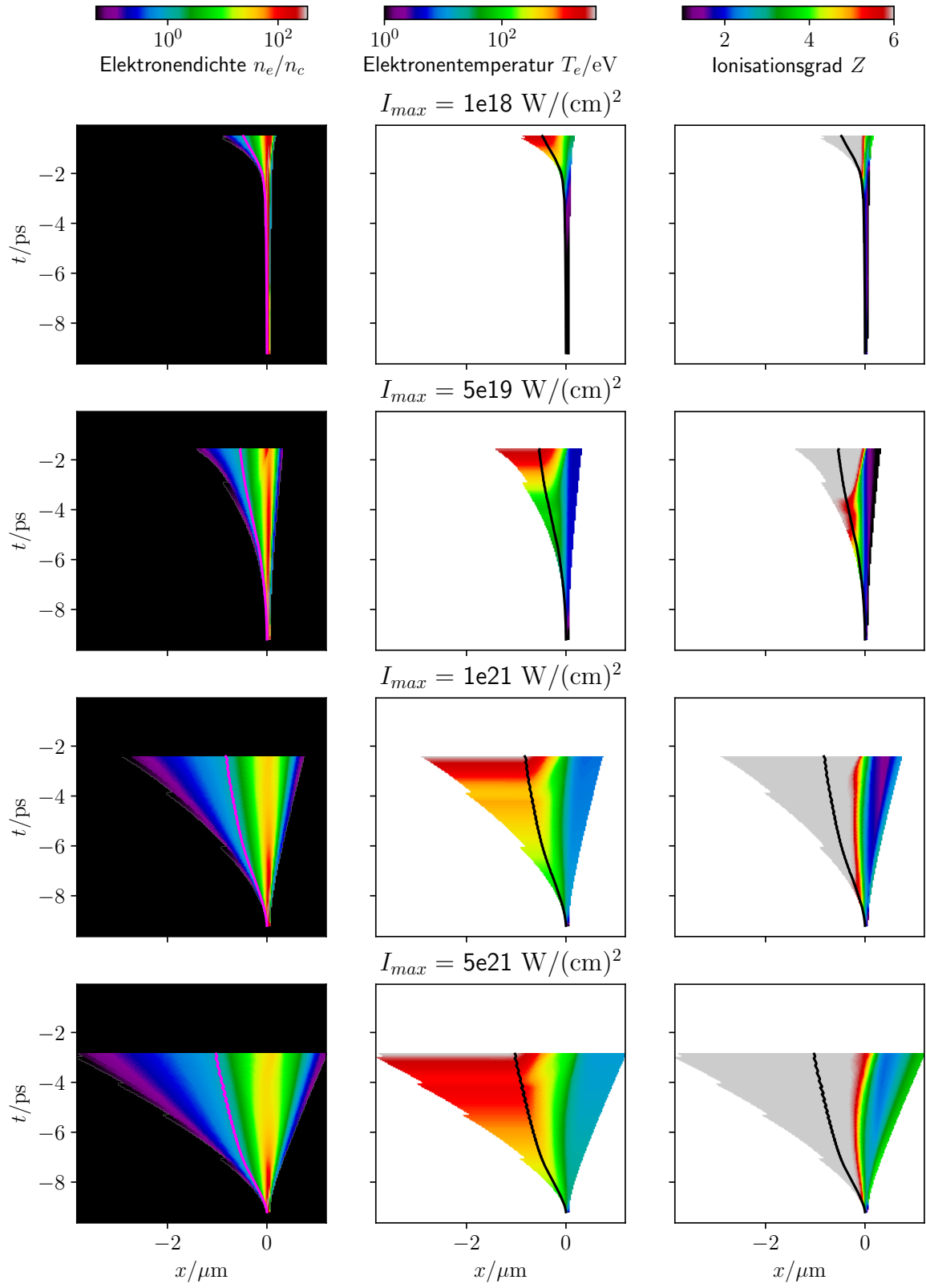


Abbildung 5.1.: Zeitliche Entwicklung eines 50 nm dünnen DLC-Targets unter dem Einfluss verschiedener Laserpulse mit unterschiedlicher Spitzenintensität des Hauptpulses.

## 5. Auswertung

### $n_0$

$n_0$  beschreibt den Fitparameter des Supergauß, wie er bereits in Kapitel 4 (siehe Gl. 4.3) definiert wurde, und ist ein Maß für die Höhe der Elektronendichte in diesem Bereich. In Abb. 5.2 ist zu sehen, dass  $n_0$  für dickere Targets generell höher ist. Der Grund hierfür ist, dass sich ein dünneres Target schneller komplett erhitzt und somit zerläuft. Aus demselben Grund sinkt  $n_0$  wenn die Intensität erhöht wird.

Ausnahmen dieser Regel sind Targetdicken von 10 nm bis 30 nm bei relativ geringen Intensitäten. Hier steigt  $n_0$  zunächst mit der Intensität, was daran liegt, dass der Laser den Ionisationsgrad der Atome erhöht und zu einer sprunghaften Erhöhung dieser führt. Für Targets, welche mindestens 200 nm dick sind, bleibt  $n_0$  für verschiedene Intensitäten konstant, da ein Großteil des Targets bei jeder Wechselwirkung in seiner ursprünglichen Form bleibt.

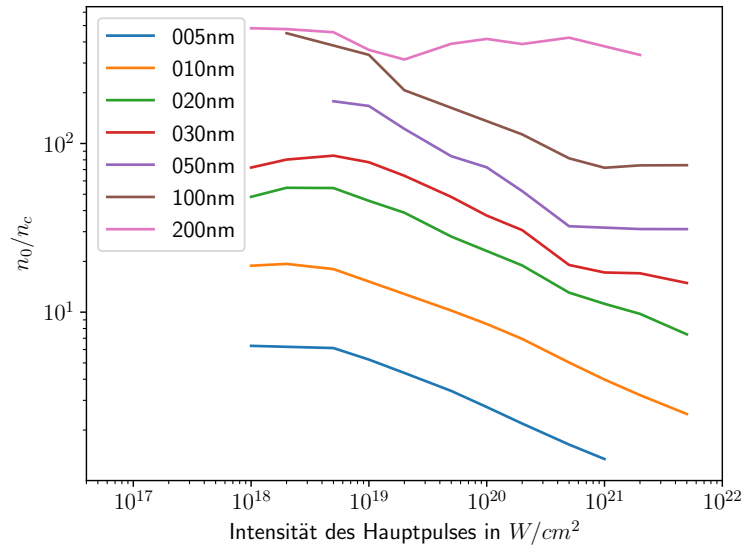


Abbildung 5.2.: Verlauf der Fitparameters  $n_0$  für verschiedene maximale Laserintensitäten und Targetdicken

## $L_1$

Für alle Targetdicken steigt  $L_1$  mit der maximalen Intensität an (siehe Abb. 5.3), weil sich ein mit einer höheren Intensität geheiztes und somit heißeres Plasma schneller ausbreitet. Die Targetdicke wirkt sich nicht auf  $L_1$  aus, da das unterkritische Plasma sich von der Targetvorderseite ausbreitet. Eine Ausnahme hiervon ist das 5 nm dicke Target, welches eine leicht höhere Skalenlänge  $L_1$  besitzt. Dass dies kein Fehler bei der Parametrisierung ist, ist in Abb. 5.4 zu sehen, da die Gradienten im unterkritischen Bereich unterschiedlich steil sind.

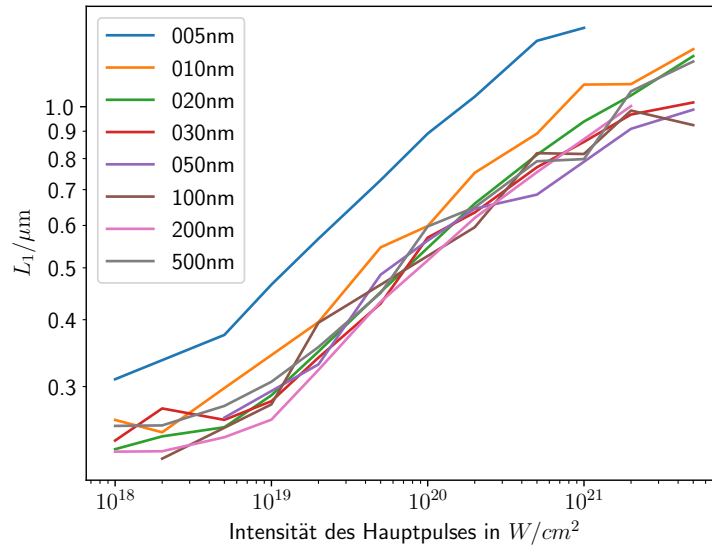


Abbildung 5.3.: Verlauf des Fitparameters  $L_1$  für verschiedene maximale Intensitäten und Targetdicken

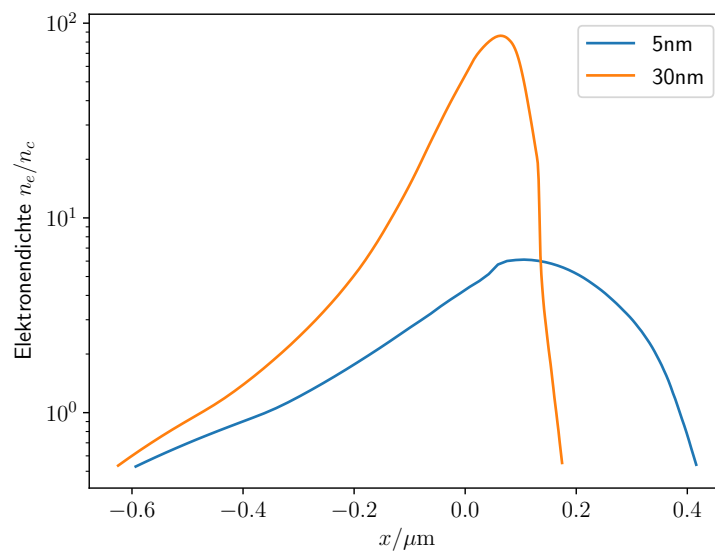


Abbildung 5.4.: Elektronendichte verschiedener Targetdicken nach Wechselwirkung mit der ansteigenden Flanke eines Laserpulses einer maximalen Intensität von  $5 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$

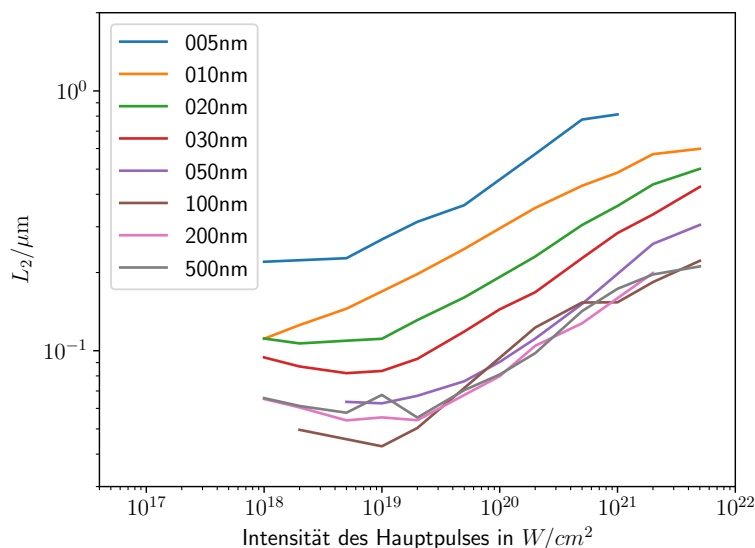


Abbildung 5.5.: Verlauf des Fitparameters  $L_2$  für verschiedene maximale Intensitäten und Targetdicken

## $L_2$

Trägt man die Skalenlänge  $L_2$  über die maximale Intensität des Hauptpulses auf, so bleibt  $L_2$  für niedrige Intensitäten zunächst näherungsweise konstant, und steigt dann mit der maximalen Intensität an, weil mehr deponierte Laserenergie zu einer höheren Elektronentemperatur und zu einer schnelleren Ausbreitung führt. Ebenfalls ist zu beobachten (siehe Abb. 5.5), dass dünnere Targets eine größere Skalenlänge bei gleichen maximalen Intensitäten besitzen. Dies ist dadurch zu erklären, dass dickere Targets länger in annähernd ihrer ursprünglichen Form bleiben als dünne Targets, welche deutlich schneller zerlaufen. Je näher die Targetform an der ursprünglichen Kastenform ist, desto kleiner ist  $L_2$ .

Wird der Verlauf von  $L_2$  mit dem von  $n_0$  verglichen, fällt auf, dass  $L_2$  steigt, während  $n_0$  fällt. Der Grund hierfür ist Ladungs- bzw. Massenerhaltung. Verschwinden Elektronen aus dem Bereich, welcher als Supergauß angenommen wird, müssen sie entweder hinter oder vor diesem sein, wo sie zu einem flacheren Gradienten führen. Da ein flacher Gradient des Plasmas auf der Targetvorderseite den Prozess des Hole-Borings begünstigt [30], sind hierfür dünne Targets deutlich geeigneter. Alternativ wird eine höhere Intensität der ansteigenden Flanke des Hauptpulses, oder andere Methoden, wie ein künstlicher Vorpuls, benötigt.

## $L_3$

Die Skalenlänge  $L_3$  auf der Targetrückseite ist generell für dünnere Targets höher (siehe Abb. 5.6). Das liegt daran, dass bei einem dünneren Target die Rückseite schneller durch Wärmeleitung erhitzt wird und beginnt sich auszubreiten. Zudem ist zu beobachten, dass die Targetrückseite nach der Wechselwirkung mit einem Laserpuls eine höhere Skalenlänge besitzt, wenn der Laserpuls eine höhere Intensität hatte, da in diesem Fall das Target stärker erhitzt wurde.

Ausnahmen zu diesem Verhalten sind zum einen Targets zwischen 10 nm und 30 nm Dicke. Hier bleibt die Skalenlänge  $L_3$  über der Laserintensität zunächst konstant, und steigt erst später an. Zum anderen zeigen Targets ab einer Dicke von 200 nm keinen Anstieg von  $L_3$  über der Intensität. Wärme wird nicht schnell genug durch das Target geleitet, als dass sie innerhalb des simulierten Zeitintervalls



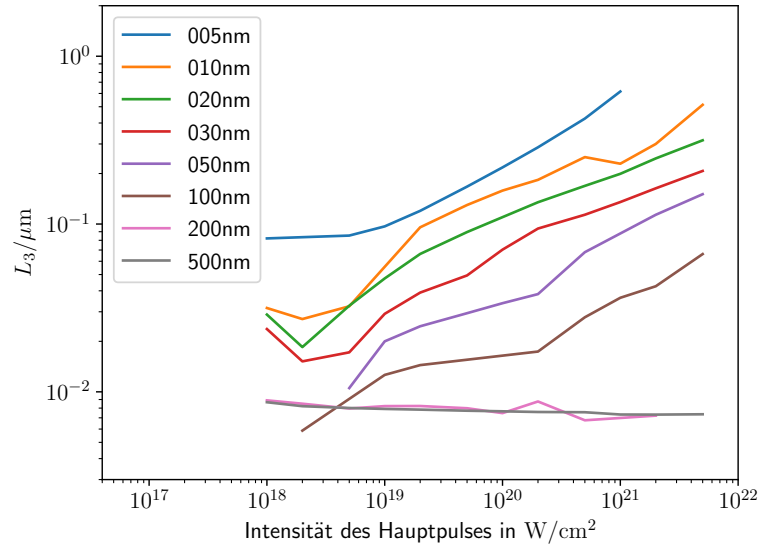


Abbildung 5.6.: Verlauf des Fitparameters  $L_3$  für verschiedene maximale Intensitäten und Targetdicken

die Rückseite erreichen würde. Die scheinbare Abnahme von  $L_3$  ist dadurch zu erklären, dass sich das Target, da es schon zu Beginn der Simulation als einfach ionisiert angenommen wird, unabhängig vom Laser überall leicht ausbreitet.

Beim 100 nm dicken Target ist bei einer maximalen Intensität des Laserpulses von  $2 \cdot 10^{21} W/cm^2$  ein deutlich stärkerer Anstieg von  $L_3$  als bei dickeren Targets zu beobachten. Dieser Effekt tritt auf, da eine Elektronenschockwelle, welche durch das Target propagiert, die Rückseite erreicht und zu ihrer Expansion führt. Dieser Effekt wird später in diesem Kapitel noch einmal diskutiert.

Breitet sich ein Plasma auf der Targetrückseite aus, kann sich dies negativ auf Beschleunigung der Protonen durch den TNSA-Mechanismus auswirken [10, 9], da es mit den entstehenden elektrischen Feldern und den beschleunigten Protonen wechselwirken kann. Eine Verbesserung des Laserkontrasts kann die Ausbreitung der Rückseite vor dem Eintreffen des Hauptpulses reduzieren. Daher kann es nützlich sein den Laserkontrast zu optimieren, um möglichst energiereiche Protonen zu erzeugen [31].

### Schockwelle

In Abb. 5.7 ist zu sehen, dass bereits bei relativ geringen Intensitäten eine Schockwelle in der Elektronendichte durch das Target verläuft. Vergleicht man die thermische Geschwindigkeit der Elektronen und die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schockwelle, lässt sich feststellen, dass erstere einige Größenordnungen größer ist. Es propagieren hier also keine Elektronen durch das Target, sondern es handelt sich lediglich um eine Welle in der Elektronendichte. Während das Target auf der Vorderseite stark erhitzt wird, besitzt die Schockwelle eine relativ geringe Temperatur und ionisiert weitere Atome, während sie durch das Target propagiert, maximal dreifach. Erreicht die Schockwelle die Targetrückseite, so wird sie auf Grund der entstehenden elektrischen Felder reflektiert. Auf der Targetrückseite bildet sich dann ein Plasma aus, welches im Vergleich zu der Schockwelle eine geringe Temperatur und Ionisationsgrad besitzt. Dennoch kann dieses Plasma, wie bei der Diskussion der Skalenlänge  $L_3$  schon erwähnt, den TNSA-Prozess behindern.

Diese Schockwelle ist für alle Targetdicken zu beobachten, jedoch wird sie für dünnere Targets weniger gut sichtbar, da das Target hier bereits sehr früh thermisch zerläuft. Für Targetdicken über

## 5. Auswertung

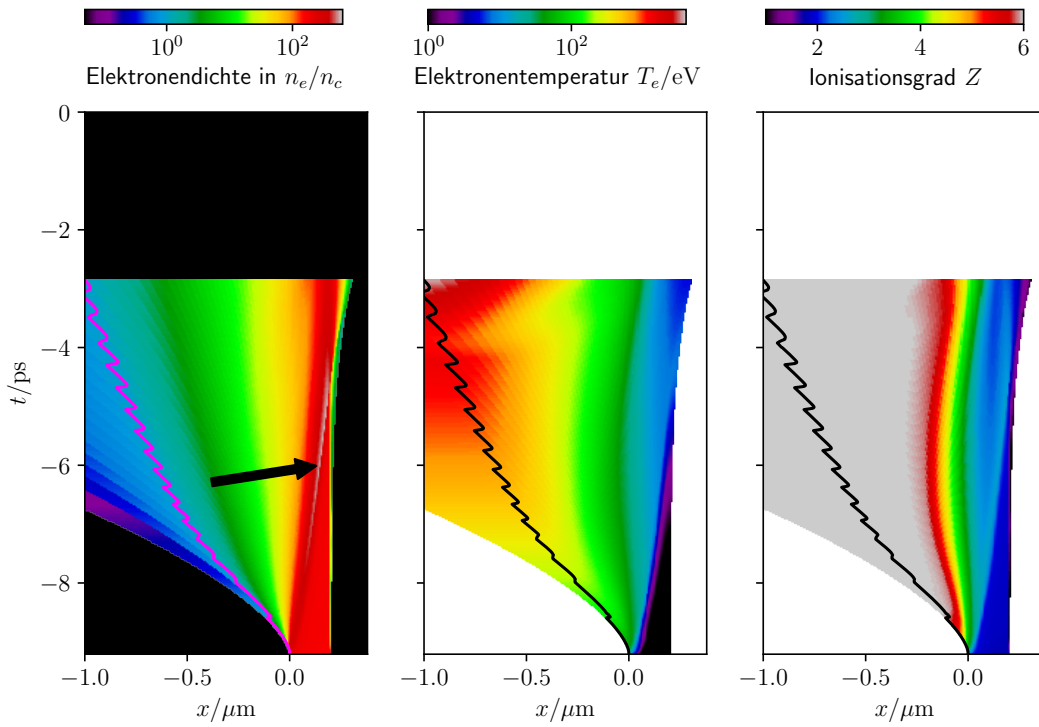


Abbildung 5.7.: 200 nm dickes Target bei einer maximalen Intensität des Hauptpulses von  $I_L = 5 \cdot 10^{21} \text{ W/cm}^2$ . Zu jeder Zeit ist der Punkt, an dem die Elektronendichte die kritische Dichte überschreitet, in magenta, beziehungsweise in schwarz eingezeichnet. Die Schockwelle ist durch einen Pfeil markiert.

200 nm erreicht die Schockwelle die Rückseite nicht mehr in dem simulierten Zeitintervall.

### Transmittivität

In Abschnitt 2.3.3 wurde festgestellt, dass der Laserpuls am Punkt der kritischen Dichte reflektiert wird. Werden die Elektronen jedoch stark beschleunigt und erreichen relativistische Geschwindigkeiten, so muss in der Berechnung der kritischen Dichte (siehe Gl. 2.23) die relativistische Elektronenmasse  $m = \gamma m_e$  verwendet werden. In diesem Fall kann die kritische Dichte höher werden als die Elektronendichte im Target, da mit der Elektronenmasse auch die kritische Dichte steigt. Der Laser kann dann wieder durch das Target propagieren [32]. Dieser Effekt wird als *relativistische Transparenz* bezeichnet. Um entscheiden zu können ob relativistische Transparenz in einem Experiment auftritt, wird hier zunächst die Transmittivität der Targets ohne diesen Effekt berechnet.

Um die Intensität zu berechnen, welche auf Grund der Transmission durch das Target auf der Rückseite zu messen wäre, wird Gl. 2.31 verwendet. Da diese nur für eine kastenförmige Elektronenverteilung zutrifft, wird die simulierte Verteilung numerisch durch viele Kastenfunktionen genähert, und die Transmission durch jeden dieser Kästen einzeln berechnet und multipliziert. Diese Methode stimmt mit der Arbeit von Cairns et al. [33] überein.

Bei Betrachtung der Transmission durch Targets verschiedener Dicken (siehe Abb. 5.8) fällt auf, dass dickere Targets weniger transmissiv sind, was in Übereinstimmung mit Gl. 2.31 steht. Eine Erhöhung der maximalen Intensität führt bei geringen Intensitäten ebenfalls zu einer Erhöhung der Transmit-

tivität und einer Verringerung der Länge des überkritischen Bereiches, was dadurch zu erklären ist, dass sich mehr Plasma vom Target zur Vorderseite hin bewegt, und ein unterkritisches Plasma bildet, welches nicht zur Absorption beiträgt (siehe Kap. 2.3.3). Dass dabei die Länge des überkritischen Bereiches zunächst abnimmt, ist ersichtlich, wenn betrachtet wird was an dem Punkt passiert, an dem das Plasma erstmals überkritisch wird. Hier werden Elektronen erhitzt, und bewegen sich zur Targetvorderseite. An diesem Punkt kann das Target also unterkritisch werden, und die Länge des überkritischen Bereiches verringert sich. Zerläuft das Plasma weitestgehend, sodass sich die Länge des Bereiches des Plasmas, welches überkritisch ist, ausdehnt (siehe Abb. 5.9), wird das Plasma weniger transmissiv. Dies ist plausibel, da die Länge überkritischen Plasmas im Exponenten linear eingeht (siehe Gl. 2.31), während die Elektronendichte  $n_e$  im Exponenten nur in der Wurzel eingeht (siehe Gl. 2.32). Der Transmissionkoeffizient sinkt also für stärker ausgedehnte Plasmen. Eine Ausnahme bildet hier das 5 nm dicke Target. Da das Target sehr dünn ist, kann sich das Target in entsprechender Zeit so stark ausdehnen, dass der Großteil des Plasmas unterkritisch wird, und somit die Transmittivität steigt. Derselbe Effekt wird auch beim 10 nm dicken Target für Intensitäten über  $10^{21} \text{ W/cm}^2$  sichtbar.

Generell ist die hier berechnete Transmission so gering, dass erst während der Interaktion des Plasmas mit dem Hauptpuls eine messbare Transmission stattfinden kann. Während dieser Zeit, welche in dieser Arbeit nicht simuliert werden konnte, kann der Hauptpuls die Plasmaverteilung so drastisch ändern, dass diese in einem durchgehenden Bereich durch das Target unterkritisch wird und Transmission durch den *Skin Effect* auftreten kann [34, 35].

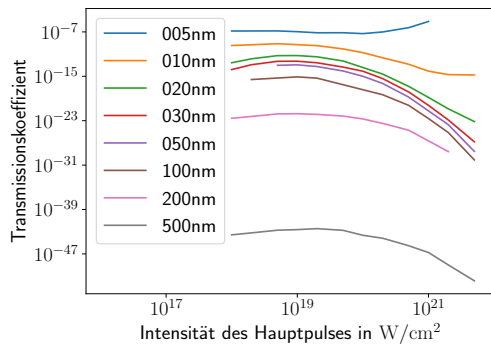


Abbildung 5.8.: Verlauf des Transmissionkoeffizienten der Intensität für verschiedene maximale Intensitäten und Targetdicken

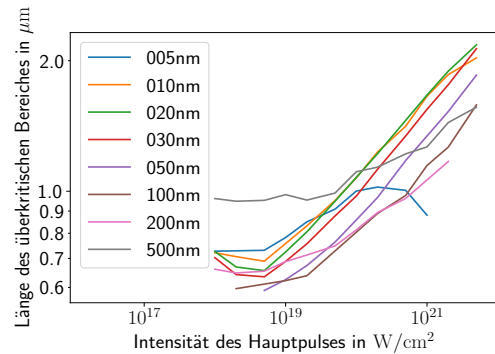


Abbildung 5.9.: Verlauf der Länge des überkritischen Bereiches für verschiedene maximale Intensitäten und Targetdicken

## 6. Fazit

In dieser Arbeit wurde die Elektronendichteverteilung, die Elektronentemperatur und der Ionisationsgrad für verschieden dicke Targets im Verlauf der Wechselwirkung mit der ansteigenden Flanke eines ultrakurzen Laserpulses simuliert. Die Simulation wurde bis zu dem Punkt ausgeführt, an welchem eine Laserintensität von  $1 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$  erreicht wurde, und dort abgebrochen. Dazu wurde der Computercode MULTI-fs (siehe Abschnitt 3) verwendet, welcher das Verhalten des entstehenden Plasmas eindimensional hydrodynamisch berechnet. Die Targetdicken lagen dabei in einem Bereich von 5 nm bis 500 nm und maximalen Laserintensitäten im Bereich von  $10^{18} \text{ W/cm}^2$  bis  $5 \cdot 10^{21} \text{ W/cm}^2$ , wobei bei maximalen Intensitäten über  $1 \cdot 10^{20} \text{ W/cm}^2$  ein signifikantes Zeitintervall bis zum Eintreffen des Hauptpulses nicht simuliert wurde, was bei der weiteren Verwendung dieser Plasmaverteilungen zu beachten ist.

Durch qualitative Betrachtung des Verlaufs der Wechselwirkung bei verschiedenen Laserintensitäten konnte festgestellt werden, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Targets stark von der Temperatur und somit von der Laserintensität abhängt. Während das unterkritische Plasma auf der Targetvorderseite vom Laser gleichmäßig durch Kollisionen der Elektronen untereinander geheizt wurde, wurde die Targetrückseite nur durch Wärmeleitung geheizt, weshalb die Temperatur und Ausbreitung der Rückseite von der Elektronendichte des Targets abhängt. Zudem wurde erkennbar, dass bei der Ionisation des Targets Over-The-Barrier-Ionisation zu schlagartigen Anstiegen in der Elektronendichte führte, wenn eine bestimmte Laserintensität überschritten wurde.

Des Weiteren wurden verschiedene Parameter zur Beschreibung der Plasmaverteilung abhängig von der maximalen Laserintensität betrachtet. Diese Parameter wurden zu jenem Zeitpunkt ausgewertet, an welchem eine Laserintensität von  $10^{17} \text{ W/cm}^2$  erreicht wurde, und somit der Gültigkeitsbereich des MULTI-fs verlassen wurde. Die Parameter wurden also für verschiedene Laserintensitäten zu verschiedenen Zeitpunkten ausgewertet. So wurde festgestellt, dass der Parameter  $n_0$ , welcher ein Maß für die Dichte des Targets ist, für alle Targetdicken mit der Intensität abnimmt, da ein stärker geheiztes Plasma schneller zerläuft. Eine Ausnahme bildeten Targets, welche dicker als 200 nm waren.

Die unterkritische Skalenlänge  $L_1$  stieg mit der Laserintensität an, da eine höhere Laserintensität auch eine höhere Temperatur bedeutet. Ebenso verhielt sich die überkritische Skalenlänge  $L_2$  auf der Targetvorderseite. Hier trat zudem der Effekt auf, dass dickere Targets kleinere Skalenlängen  $L_2$  besaßen, da die Elektronendichteverteilung eines dickeren Targets länger der ursprünglichen Kastenverteilung ähnelt. Eine Betrachtung der Parameter  $L_1$  und  $L_2$  in Verbindung mit  $n_0$  zeigte eine umgekehrte Entwicklung bei Erhöhung der Laserintensität, was durch Massenerhaltung zu erklären war.

Die Untersuchung der Skalenlänge  $L_3$  auf der Targetrückseite zeigte ebenso wie  $L_1$  und  $L_2$  einen Anstieg mit der Laserintensität, aus denselben Gründen. Eine Ausnahme bildeten hier Targets, welche 200 nm oder dicker waren, da hier die Wärmeleitung innerhalb der simulierten Zeit die Rückseite nicht erreicht. Es wird vermutet, dass eine Ausdehnung der Targetrückseite den TNSA-Prozess behindern könnte [36].

Ein weiterer Effekt, welcher beobachtet werden konnte, war die Ausbildung einer Elektronenschockwelle, welche durch das Target zur Rückseite propagierte. Diese entstand bereits bei der niedrigsten simulierten maximalen Laserintensität, war jedoch nur bei dickeren Targets gut zu sehen. Die Elektronenschockwelle bewegte sich durch das gesamte Target, wobei sie weitere Atome ionisierte, wurde an der Targetrückseite reflektiert und sorgte dann für die Ausbreitung der Targetrückseite.

Zuletzt wurde die Transmittivität verschiedener Targets betrachtet. Diese hing maßgeblich von der Länge des überkritischen Bereichs der Elektronenverteilung ab. Da sich das Target nach Wechselwirkung mit stärkeren Laserpulsen weiter ausgedehnte, sank die Transmittivität mit der maximalen Intensität ab. Generell war die Transmission durch die Targets sehr gering. So lag der Transmissionskoeffizient für die Laserintensität in einem Bereich zwischen  $10^{-6}$  und  $10^{-50}$ , und war damit zu gering um die Ergebnisse aus [34] und [35] zu erklären. Es ist zu vermuten das hier relativistische Transmission auftrat.

Die in dieser Arbeit betrachteten Parameter mit ihren Abhängigkeiten von der Laserintensität können weiteren PIC-Simulationen als Inputparameter gegeben werden. Diese betrachten das Problem der Laser-Plasma-Wechselwirkung kinetisch und könnten so in Verbindung mit den Ergebnissen der MULTIFS Simulationen zu einem besseren Verständnis der gesamten Laser-Plasma-Wechselwirkung führen.

# Literatur

- [1] M. Mäusezahl. *Untersuchung lasergetriebener Protonenbeschleunigung bezüglich Vorplasmaerzeugung und räumlicher Protonendetektion*. Masterarbeit, 2019.
- [2] J. D. Slater et al. „Proton therapy for prostate cancer: the initial Loma Linda University experience“. In: *International Journal of Radiation Oncology\* Biology\* Physics* 59.2 (2004), S. 348–352.
- [3] J. Zenneck. „Zum 50jährigen Jubiläum der Braunschen Röhre“. In: *Naturwissenschaften* 35.2 (1948), S. 33–38.
- [4] R. S. O’Brien et al. „101 Years of Television Technology“. In: *SMPTE Journal* 85.7 (1976), S. 457–480.
- [5] CERN. 2020. URL: <https://home.cern/resources/brochure/knowledge-sharing/lhc-facts-and-figures>.
- [6] D. Strickland und M. Gerard. „Compression of amplified chirped optical pulses“. In: *Optics communications* 56.3 (1985), S. 219–221.
- [7] F. Wagner et al. „Maximum Proton Energy above 85 MeV from the Relativistic Interaction of Laser Pulses with Micrometer Thick CH<sub>2</sub> Targets“. In: 116 (20 2016), S. 205002. DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.205002. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.205002>.
- [8] A. Higginson et al. „Near-100 MeV protons via a laser-driven transparency-enhanced hybrid acceleration scheme“. In: *Nature communications* 9.1 (2018), S. 1–9.
- [9] M. C. Kaluza et al. *Influence of the laser prepulse on proton acceleration in thin-foil experiments*. Bd. 93. 4. APS, 2004, S. 045003.
- [10] A. Mackinnon et al. „Effect of plasma scale length on multi-MeV proton production by intense laser pulses“. In: *Physical Review Letters* 86.9 (2001), S. 1769.
- [11] R. Ramis et al. *MULTI-fs—A computer code for laser-plasma interaction in the femtosecond regime*. Bd. 183. 3. Elsevier, 2012, S. 637–655.
- [12] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, 1975.
- [13] M. C. Kaluza. *High Intensity Physics/ Relativistic Optics*. Vorlesungsskript, 2019.
- [14] J. Krause. *Oberflächendynamik eines Plasmas im Bereich des steilen Dichtegradienten bei Wechselwirkung mit relativistischen Intensitäten*. Bachelorarbeit, 2020.
- [15] M. C. Teich B. E. A. Saleh. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, 2019.
- [16] D. Meschede. *Optik, Licht und Laser*. Springer-Verlag, 2009.
- [17] S. Keppler et al. „The generation of amplified spontaneous emission in high-power CPA laser systems“. In: *Laser & Photonics Reviews* 10.2 (2016), S. 264–277.
- [18] F. F. Chen. *Plasma Physics*. London: Plenum Press., 2011.

- [19] A. Einstein. *Annalen der Physik*. Bd. 4. WILEY, 1905.
- [20] S. Pfotenhauer. *Generation of monoenergetic ion beams with a laser accelerator*. Dissertation, 2009.
- [21] K. Lenzke et al. „Experimental determination of the ionization potentials of the first five members of the nanodiamond series“. In: *The Journal of chemical physics* 127.8 (2007), S. 084320.
- [22] A. Kramida et al. NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.7.1), [Online]. Available: <https://physics.nist.gov/asd> [2020, July 30]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. 2019.
- [23] P. Gibbon. *Short pulse laser interactions with matter: an introduction*. World Scientific, 2005.
- [24] M. Passoni et al. „Target normal sheath acceleration: theory, comparison with experiments and future perspectives“. In: *New Journal of Physics* 12.4 (2010), S. 045012.
- [25] Y. Ping et al. „Absorption of short laser pulses on solid targets in the ultrarelativistic regime“. In: *Physical Review Letters* 100.8 (2008), S. 085004.
- [26] V. Ovchinnikov et al. „Effects of preplasma scale length and laser intensity on the divergence of laser-generated hot electrons“. In: *Physical Review Letters* 110.6 (2013), S. 065007.
- [27] U. Andiel et al. „Demonstration of aluminum K-shell line shifts in isochorically heated targets driven by ultrashort laser pulses“. In: *EPL (Europhysics Letters)* 60.6 (2002), S. 861.
- [28] K. Eidmann et al. „K-shell spectra from hot dense aluminum layers buried in carbon and heated by ultrashort laser pulses“. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 81.1-4 (2003), S. 133–146.
- [29] J. Abdallah et al. „Index of authors and papers to Volume 5“. In: *High Energy Density Physics* 5 (2009), S. 338–344.
- [30] N. Iwata et al. *Plasma density limits for hole boring by intense laser pulses*. Bd. 9. 1. Nature Publishing Group, 2018, S. 1–7.
- [31] A. Lévy et al. „Double plasma mirror for ultrahigh temporal contrast ultraintense laser pulses“. In: *Opt. Lett.* 32.3 (2007), S. 310–312. DOI: 10.1364/OL.32.000310. URL: <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-32-3-310>.
- [32] S. Palaniyappan et al. „Dynamics of relativistic transparency and optical shuttering in expanding overdense plasmas“. In: *Nature Physics* 8.10 (2012), S. 763–769.
- [33] R. Cairnset al. „Enhanced transmission of laser light through thin slabs of overdense plasmas“. In: *Physics of Plasmas* 7.9 (2000), S. 3736–3742.
- [34] A. Higginson et al. *Near-100 MeV protons via a laser-driven transparency-enhanced hybrid acceleration scheme*. Bd. 9. 1. Nature Publishing Group, 2018, S. 1–9.
- [35] P. Poole et al. *Laser-driven ion acceleration via target normal sheath acceleration in the relativistic transparency regime*. Bd. 20. 1. IOP Publishing, 2018, S. 013019.
- [36] R. Nuter et al. *Influence of a preplasma on electron heating and proton acceleration in ultraintense laser-foil interaction*. Bd. 104. 10. American Institute of Physics, 2008, S. 103307.

## **Selbstständigkeit und Veröffentlichung**

Ich erkläre, die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet zu haben.

Vonseiten des Verfassers bestehen keinerlei Einwände, diese Arbeit der Thüringer Universitäts- und Landesbibliothek zur öffentlichen Nutzung zur Verfügung zu stellen.

Jena, den 30. September 2020

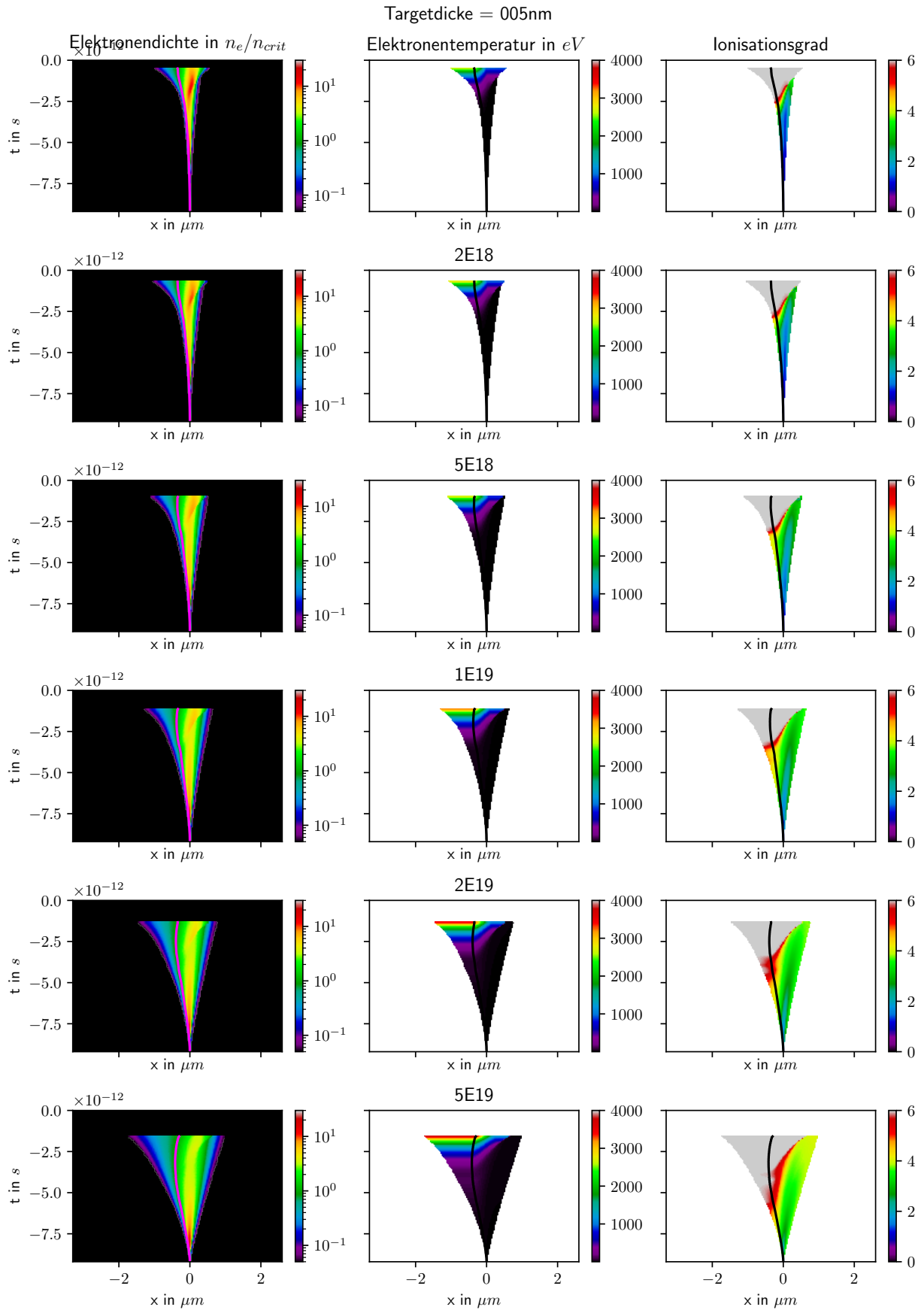
---

Mathis Nolte

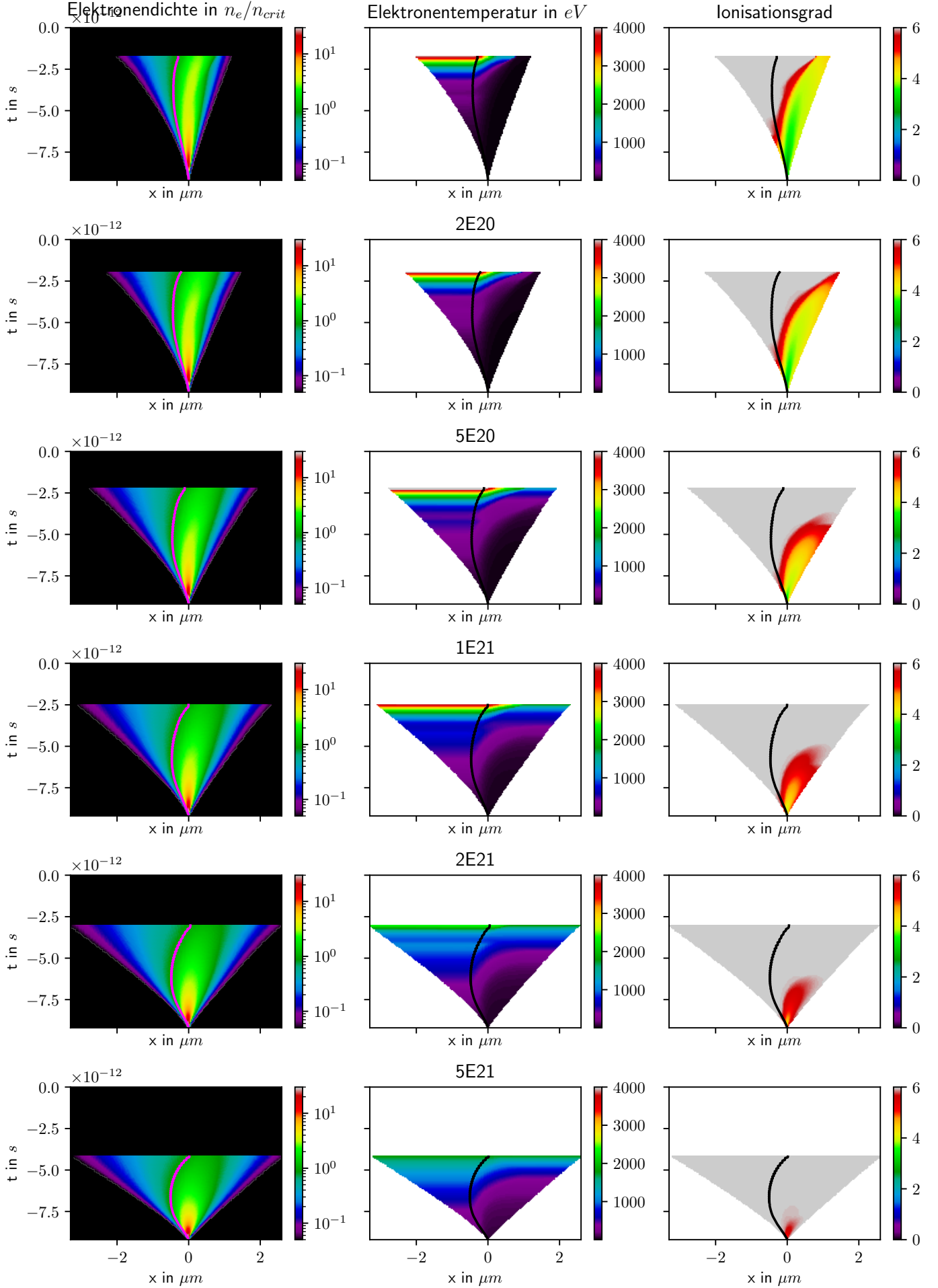




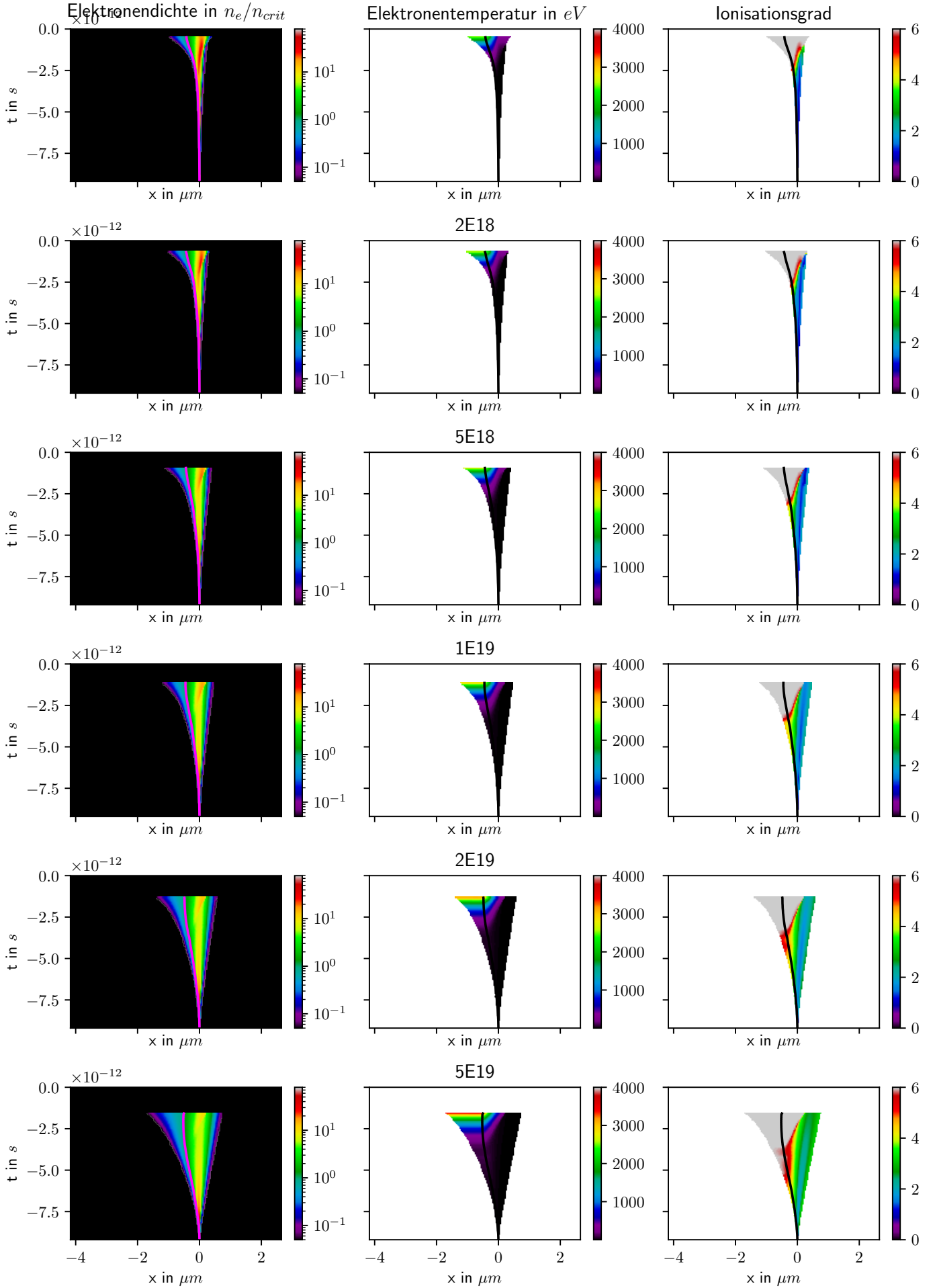
# A. Übersicht über alle Simulationen



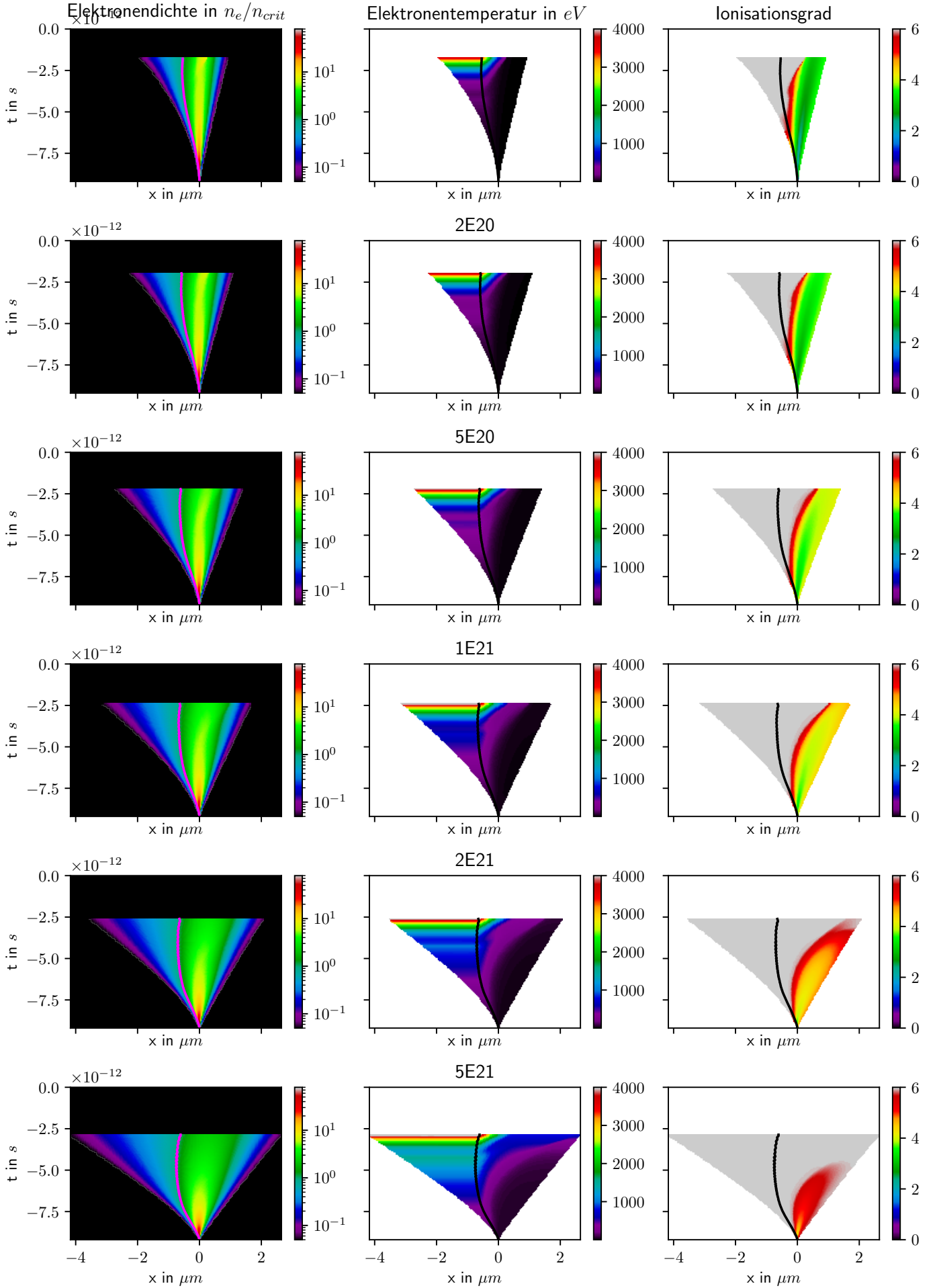
Targetdicke = 005nm



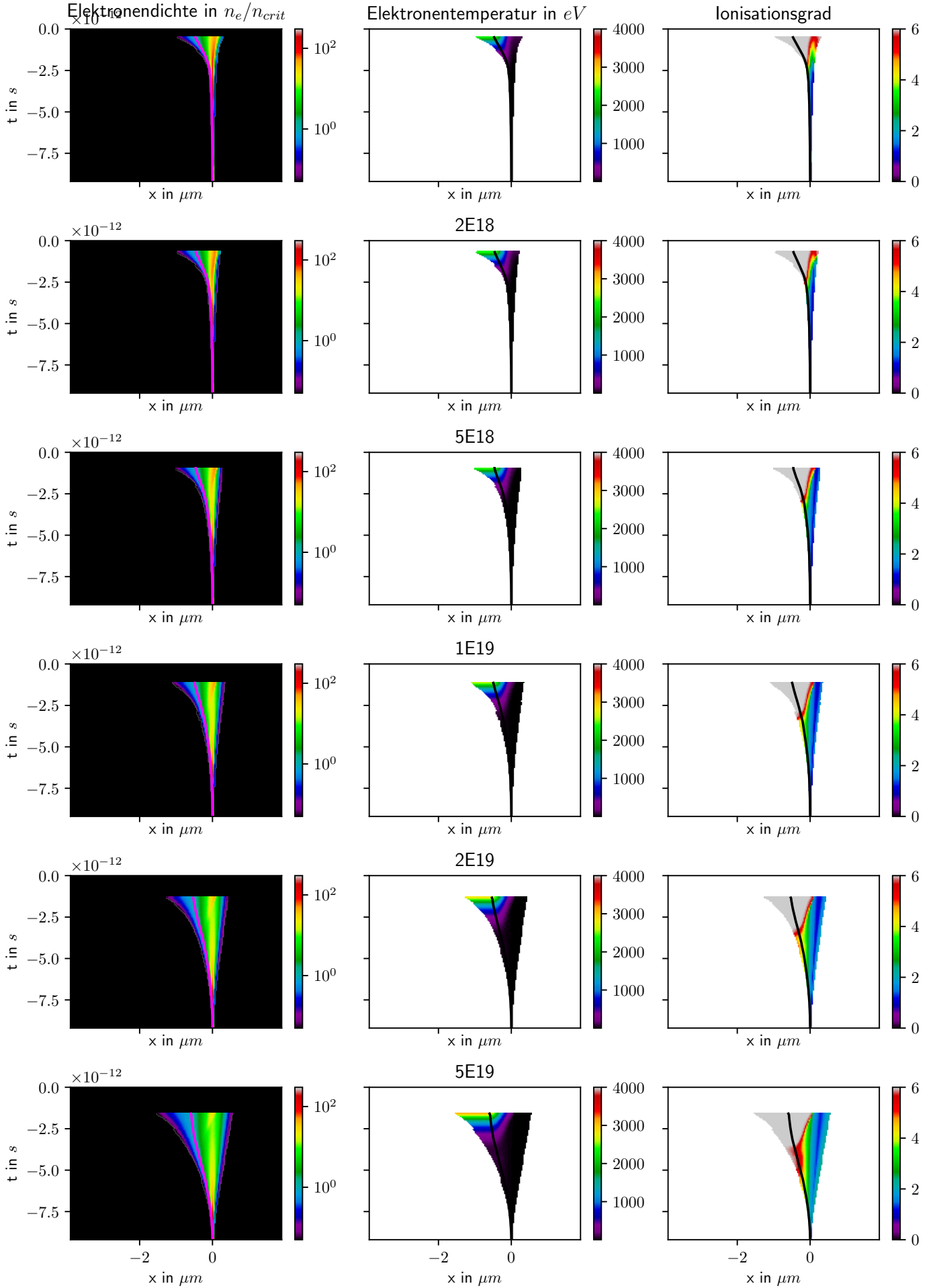
Targetdicke = 010nm



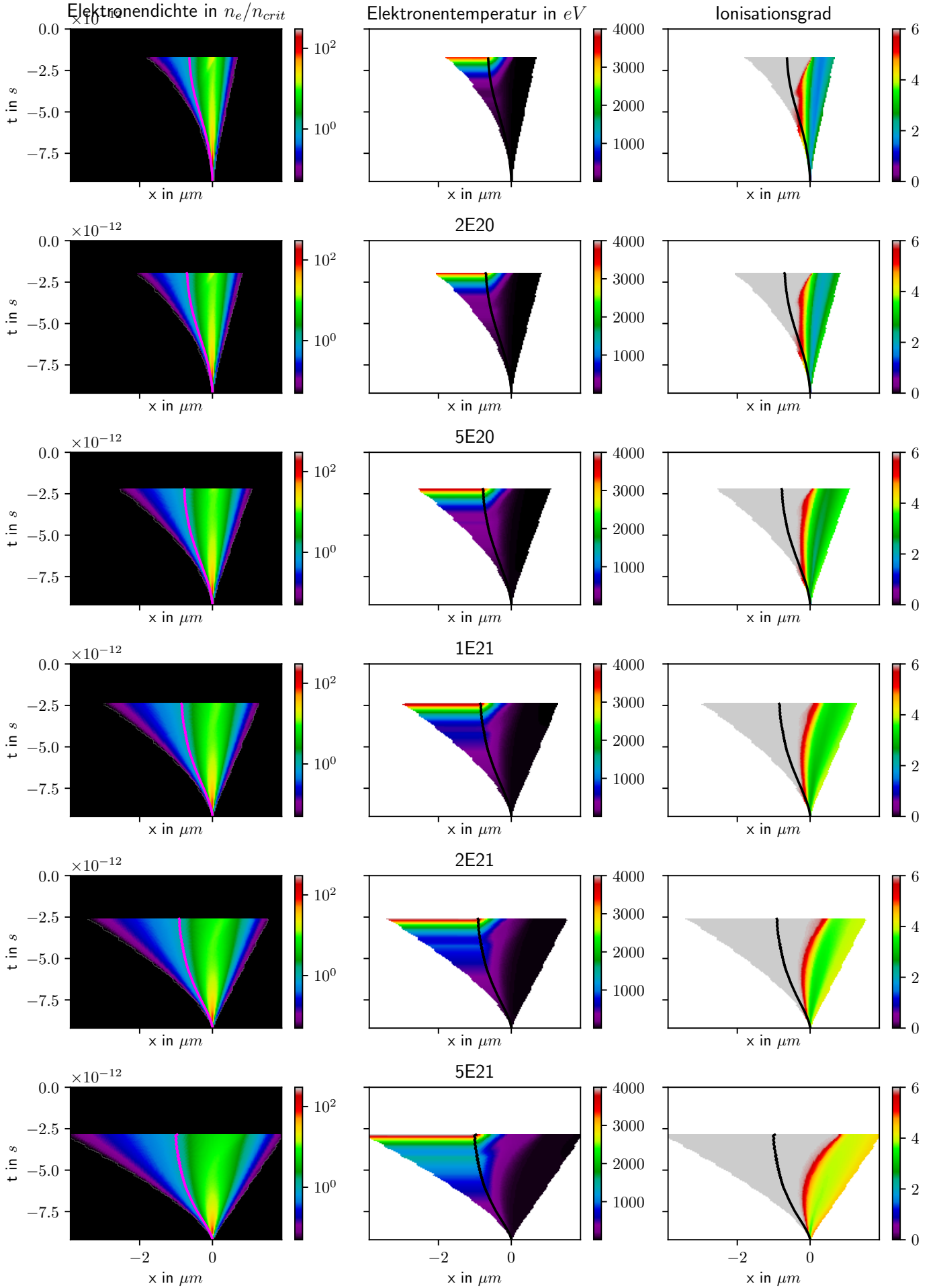
Targetdicke = 010nm



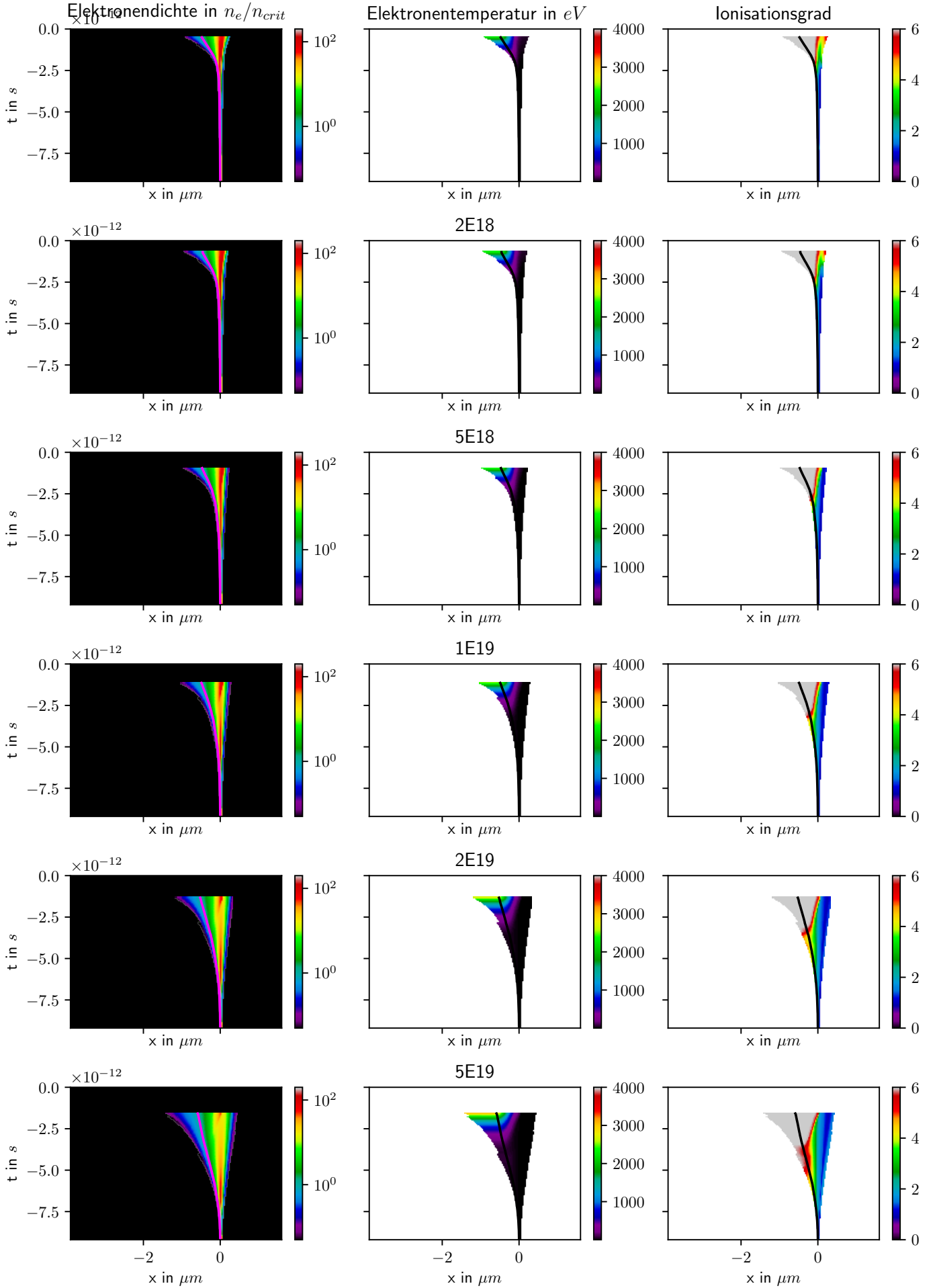
Targetdicke = 020nm



Targetdicke = 020nm

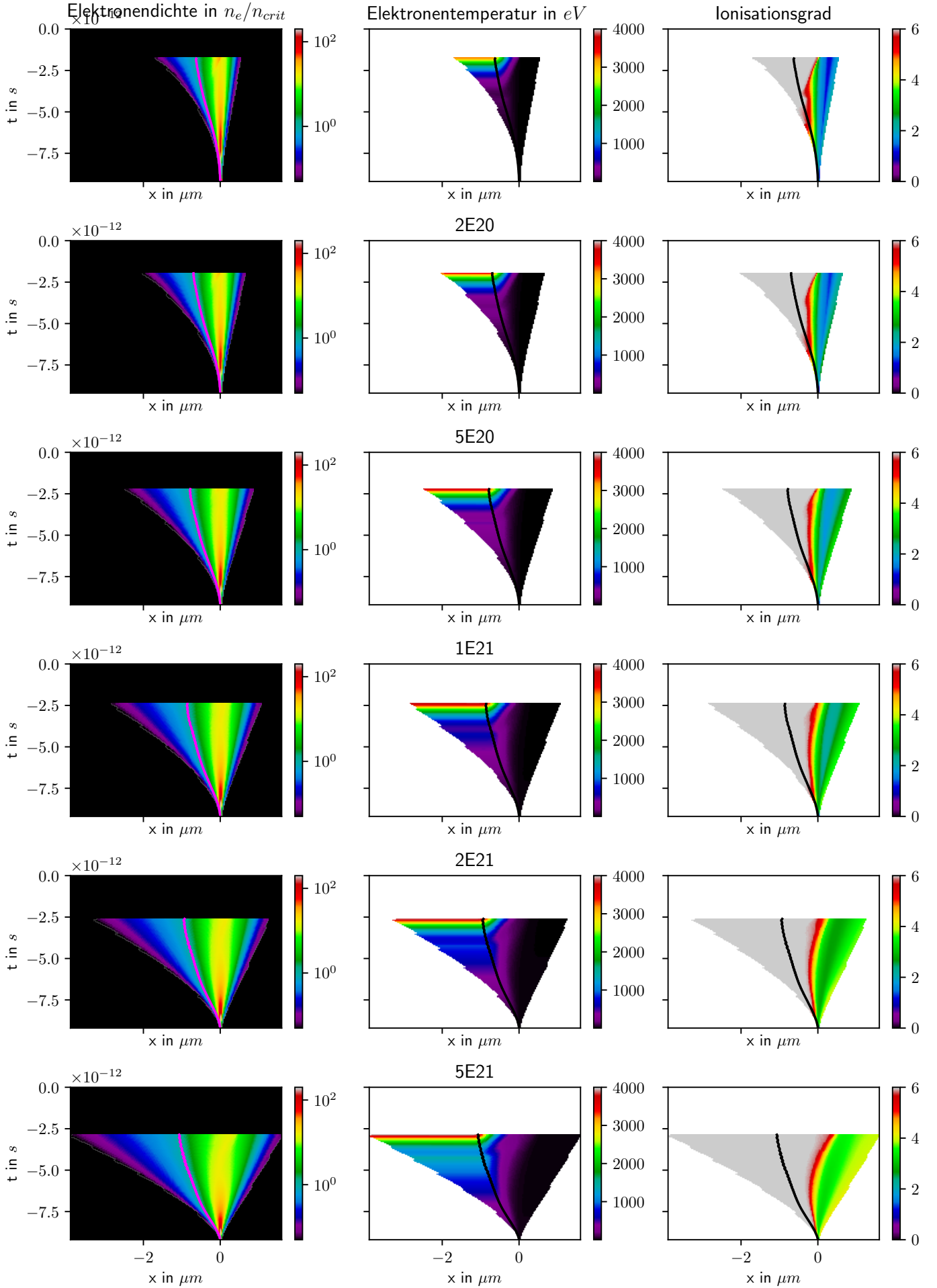


Targetdicke = 030nm

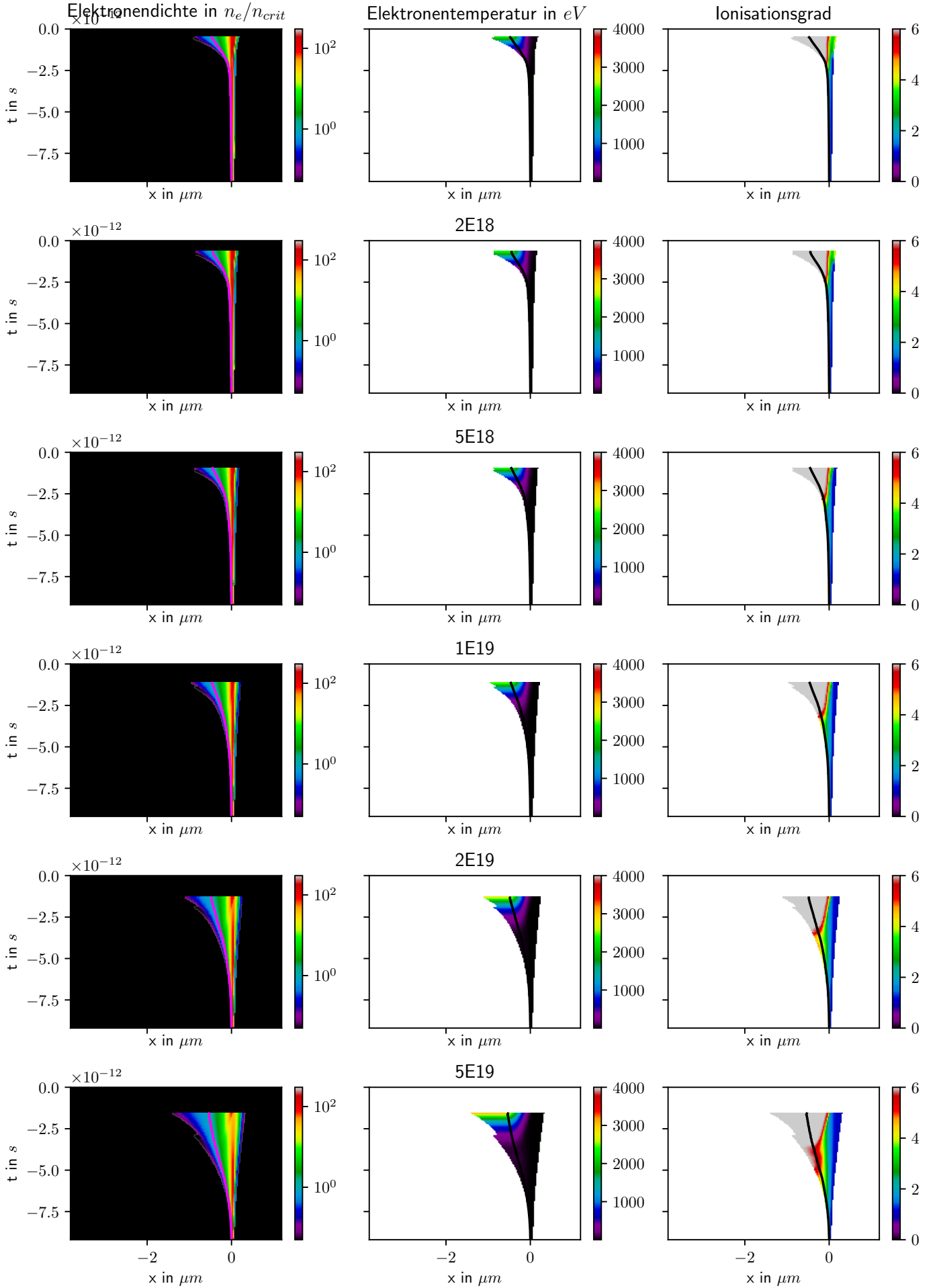




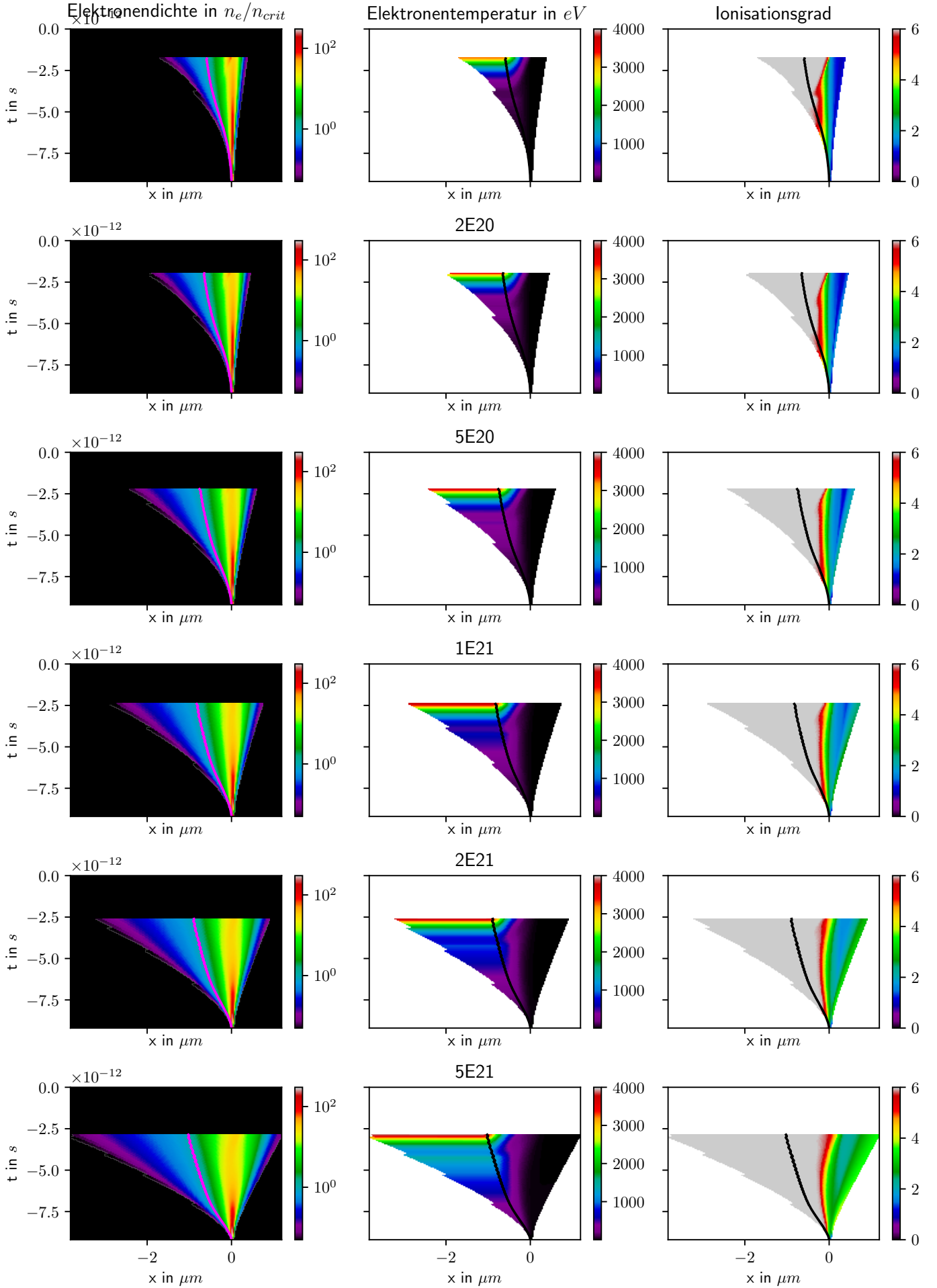
Targetdicke = 030nm



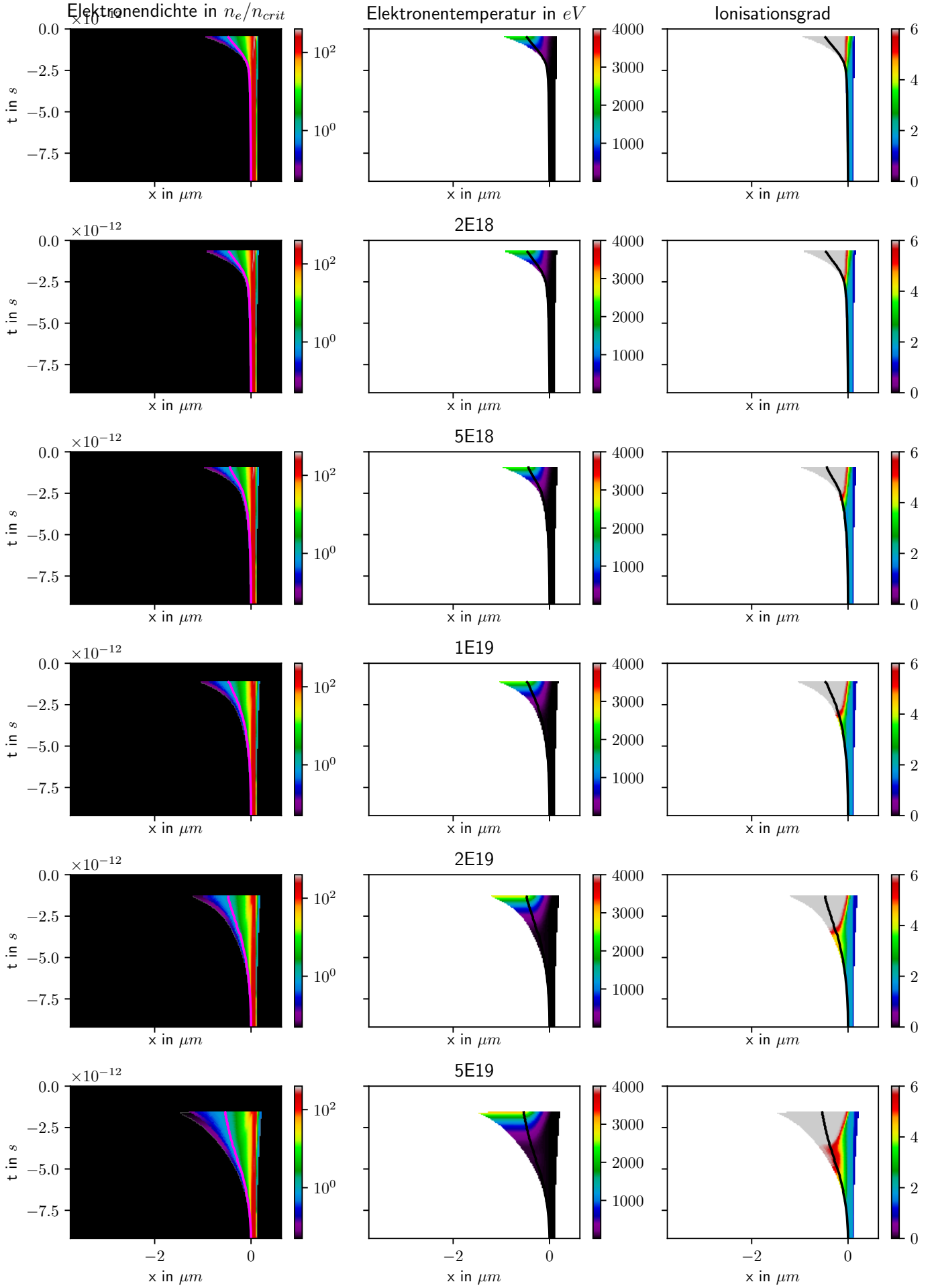
Targetdicke = 050nm



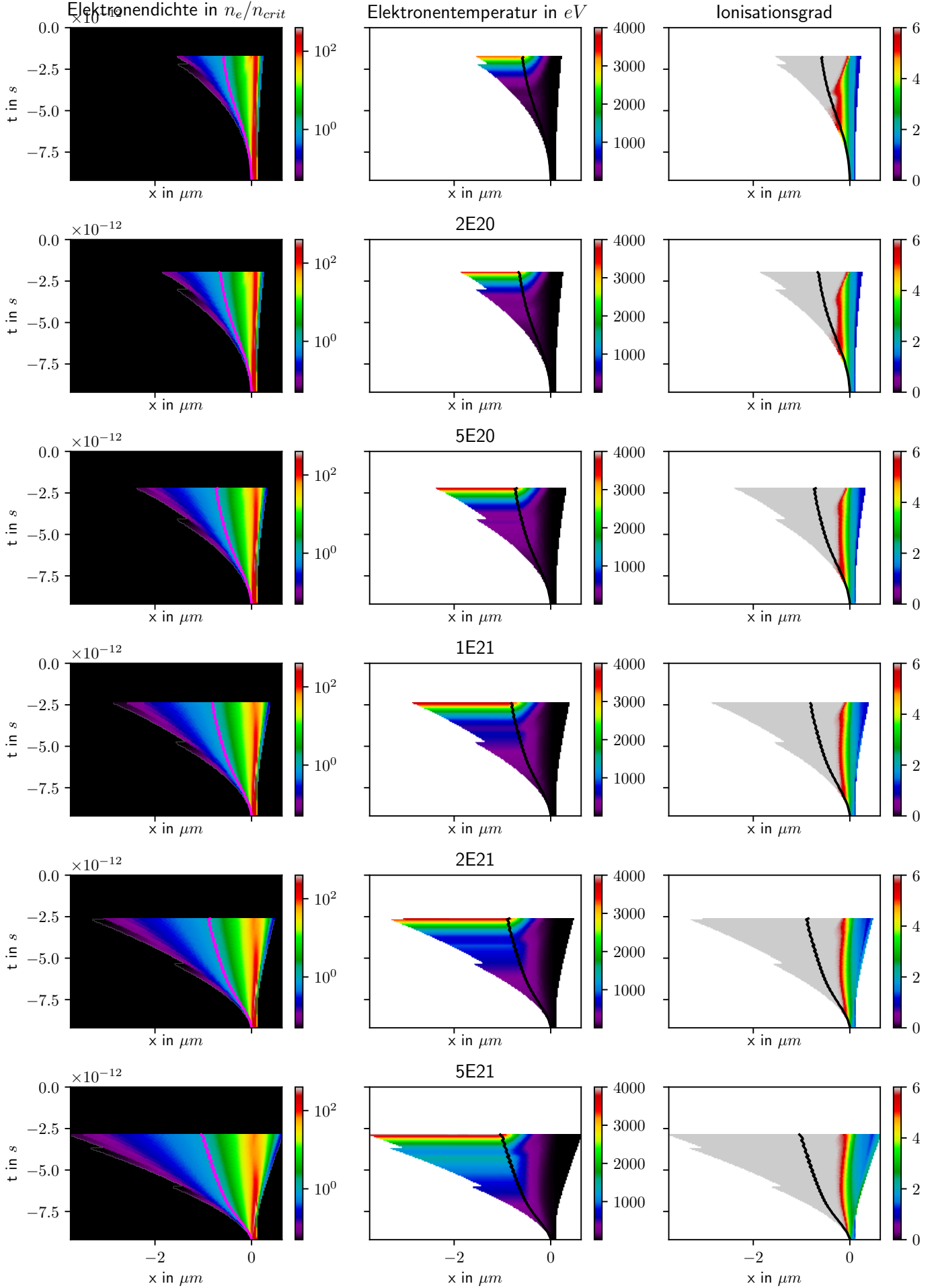
Targetdicke = 050nm



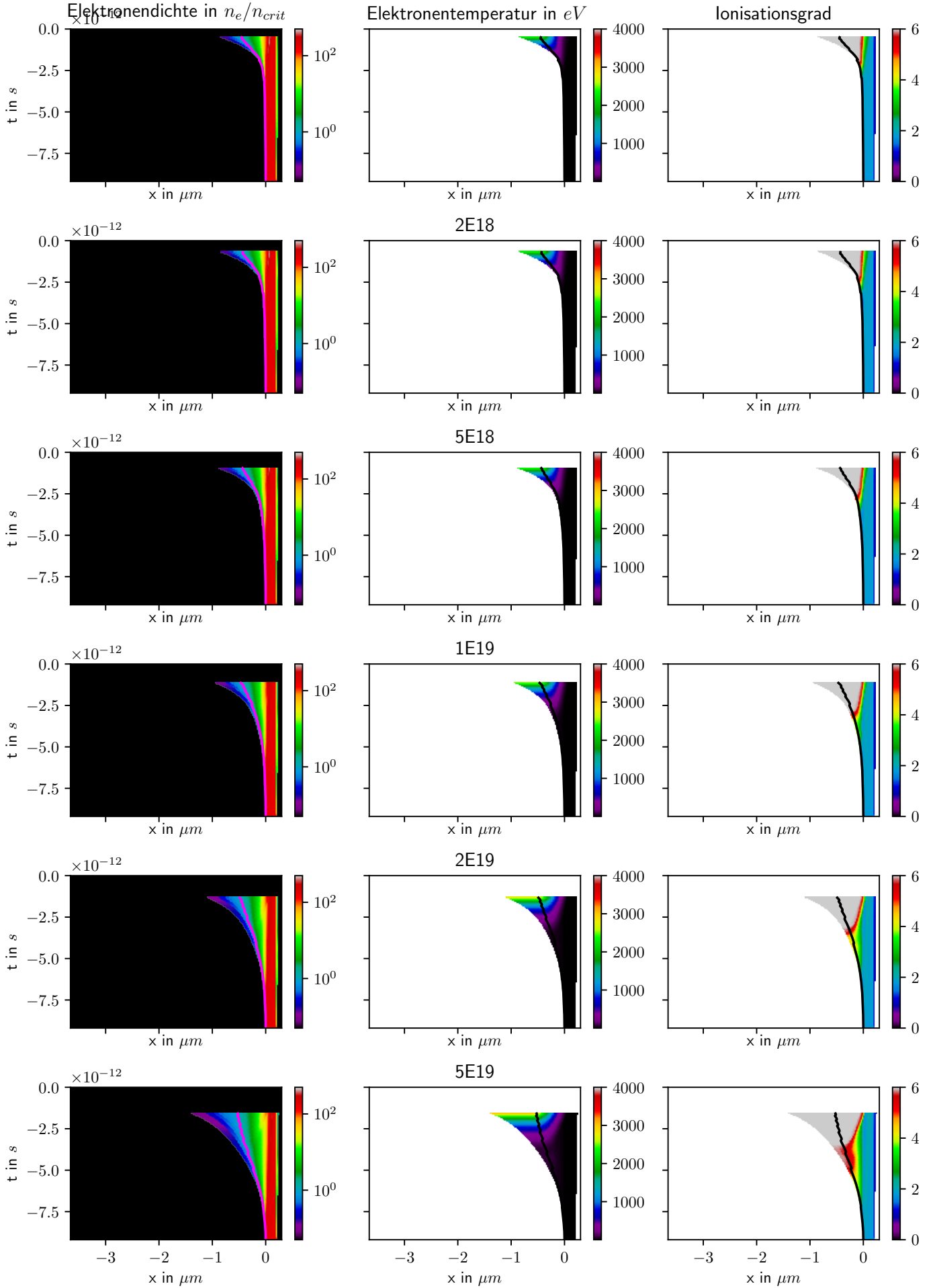
Targetdicke = 100nm



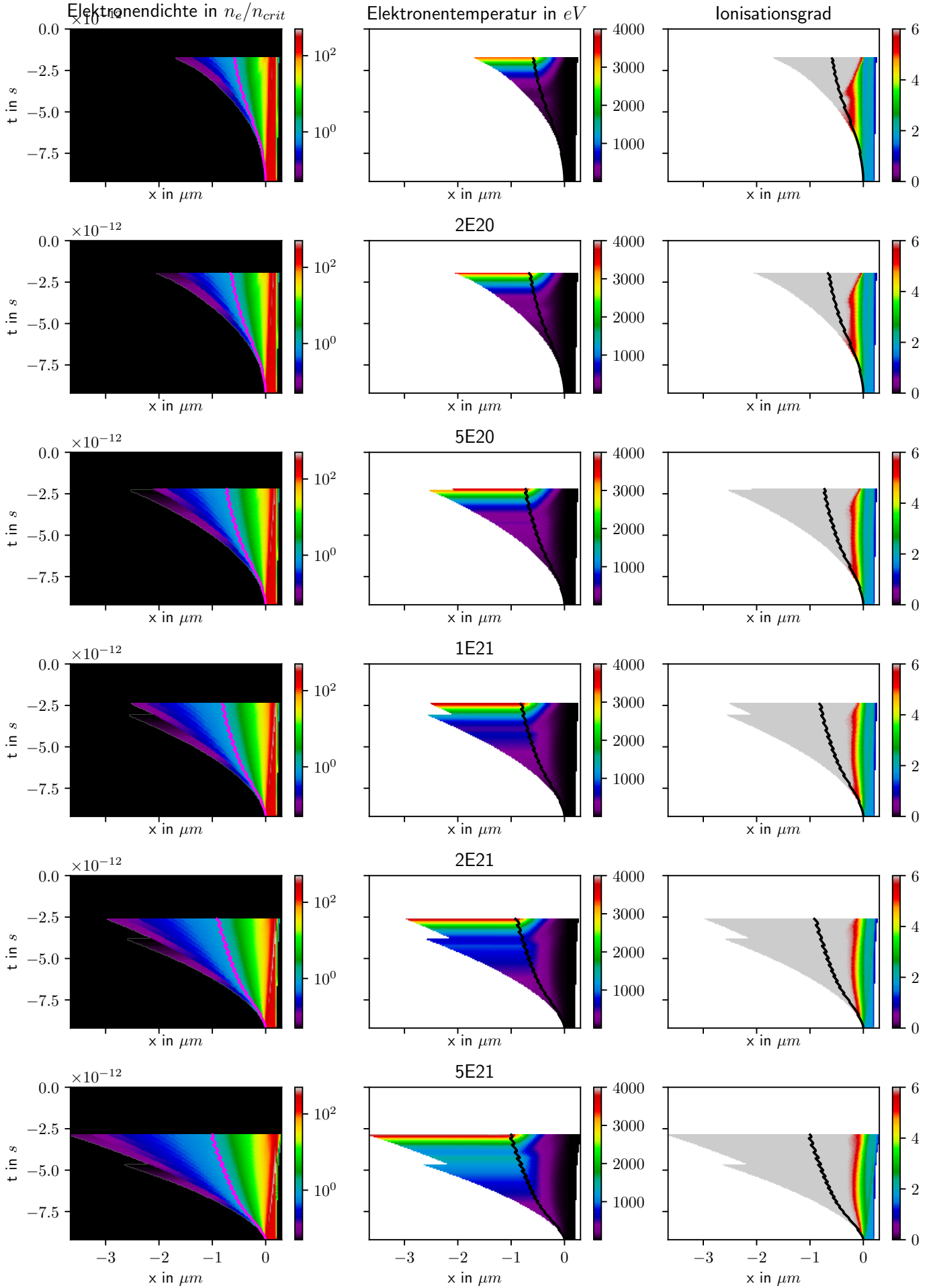
Targetdicke = 100nm



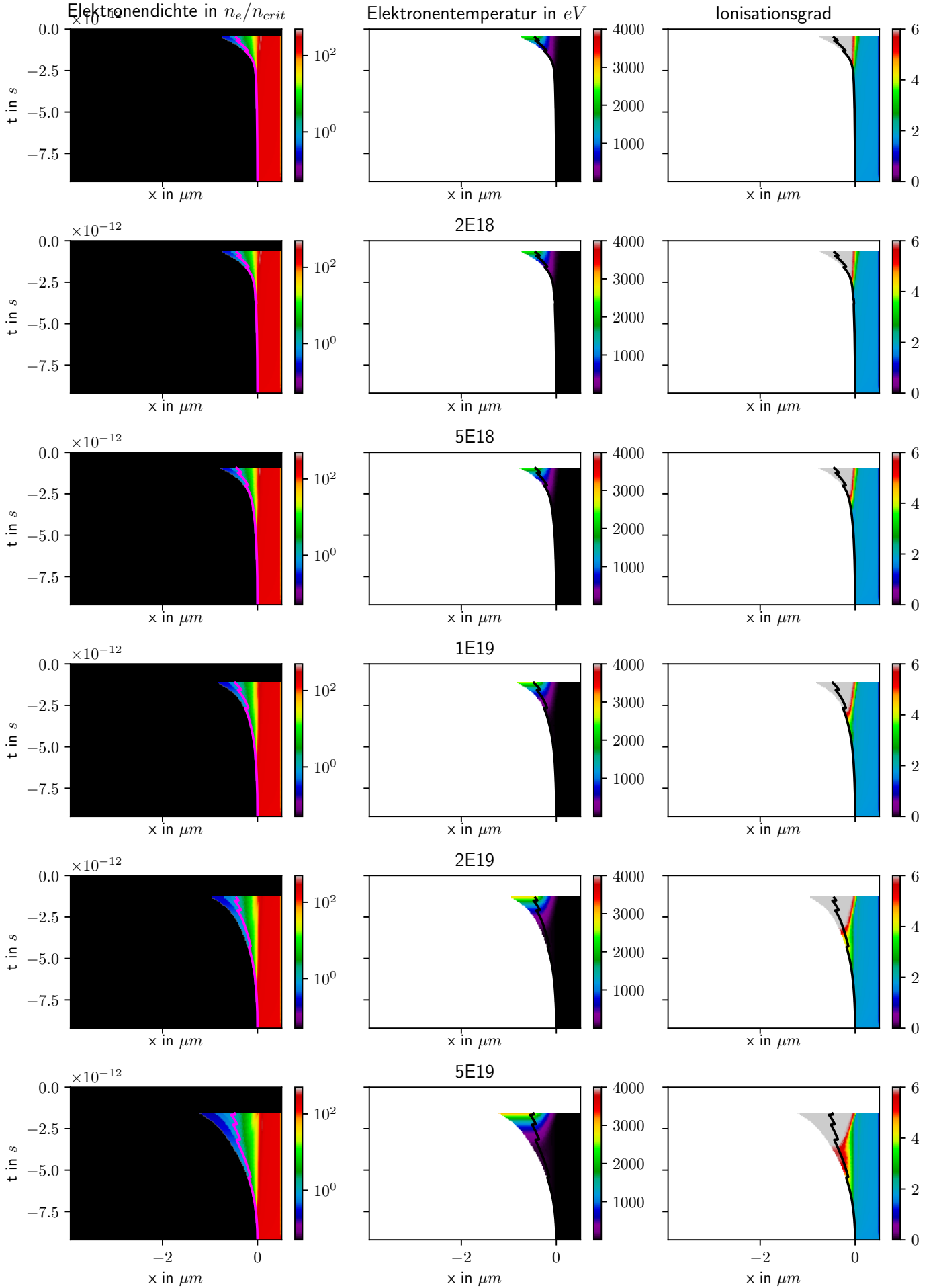
Targetdicke = 200nm



Targetdicke = 200nm



Targetdicke = 500nm





Targetdicke = 500nm

